



HAL
open science

Vers une exploration complète de la population des planètes géantes dans les systèmes planétaires extra solaires

Antoine Grandjean

► **To cite this version:**

Antoine Grandjean. Vers une exploration complète de la population des planètes géantes dans les systèmes planétaires extra solaires. Astrophysique [astro-ph]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2020. Français. NNT : 2020GRALY065 . tel-03403270

HAL Id: tel-03403270

<https://theses.hal.science/tel-03403270>

Submitted on 26 Oct 2021

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'UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Astrophysique et Milieux Dilués**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Grandjean Antoine

Thèse dirigée par **Dr. Anne-Marie Lagrange, CNRS**

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

VERS UNE EXPLORATION COMPLÈTE DE LA POPULATION DES PLANÈTES GÉANTES DANS LES SYSTÈMES PLANÉTAIRES EXTRA SOLAIRES

Thèse soutenue publiquement le **14 décembre 2020**,
devant le jury composé de :

Pr., Thierry, FORVEILLE

Astronome, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble
(France), Président

Pr., Pierre, KERVELLA

Astronome à l'Observatoire de Paris (LESIA), Rapporteur

Pr., Raffaele GRATTON

Astronome, INAF Observatoire Astronomique de Padoue, Rapporteur

Dr., Beth, BILLER

Maître de conférences, Observatoire Royal d'Edinburgh, Membre

Pr., Brendan, BOWLER

Professeur, Université du Texas (département d'astronomie), Membre

Dr., Isabelle, BOISSE

Astronome-adjoint, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Membre

Pr., Nadège, MEUNIER

Astronome, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble
(France), Membre



À mon grand-père Maurice

Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier ma directrice de thèse Anne-Marie qui m'a poussé à donner le meilleur de moi-même, ainsi que Philippe pour m'avoir suivi à partir de la fin de ma thèse.

J'aimerais ensuite remercier chaleureusement tous les membres du GAD qui ont fait un travail remarquable quand cela a été nécessaire.

Je remercie aussi tous les membres de mon jury qui ont dédié de leur temps pour évaluer mon travail : Thierry, Pierre, Raffaele, Beth, Brendan, Isabelle et Nadège.

Je remercie également les membres de mon comité de suivi individuel : Jérôme, Estelle et Karine, pour avoir dédié de leur temps à suivre mon avancement.

Bien sûr je remercie les gestionnaires qui ont été essentiels au bon déroulement de ma thèse : Bruno, Fabienne et Valérie.

J'aimerais aussi remercier mes collaboratrices et collaborateurs : Laetitia, Hervé, Miriam, Pascal, Mariangela, Simon, Lucile, Franck, Aurélia, Mickael, Norbert, Suzanne et Belinda.

Je remercie aussi mes co-bureaux Cyprien et Aurélien avec qui j'ai pu échanger régulièrement.

Et enfin, j'aimerais remercier tous les thésards et autres membre actifs du slack pour ces longues discussions où l'on parlait de tout et de rien (surtout de rien).

Abstract

The study of the more than 4000 exoplanets known to date allowed to start constraining theoretical models on their formation, migration and dynamical evolution. However, these models are yet poorly constrained at young ages, because only few young planets were studied to date. A complete study of exoplanets just after their formation must be done for all separations, in order to give constraint on these models. Giant planets are important in this study, because they dynamically dominate their systems and therefore dominate their architecture.

The goal of my PhD thesis was to prepare this exhaustive study of the giant planets after their formation for all the separations, by coupling three techniques that are complementary in the separations and in the planets' parameters they probe : the radial velocity method, the direct imaging method and the absolute astrometry method. During my PhD, I have studied the population of young giant planets from individual to statistical scale.

First, I carried out a statistical analysis of 177 young stars from three radial velocity surveys with the HARPS instrument of the 3.6 m at La Silla Observatory in Chile and with the SOPHIE instrument of the 1.93 m at the Observatory of Haute-Provence in France. I computed the occurrence rate of young super-Jupiter for periods lower than 1000 days.

Then, I studied several individual systems coupling radial velocity, direct imaging and Hipparcos and Gaia absolute astrometry. To perform these analyzes, I developed a Bayesian analysis code, based on an MCMC, combining the data from these three techniques. These analyzes permit to constrain the dynamic mass of the companions of some of these systems and therefore to test the evolutionary models that are used in direct imaging.

Finally, I participated in the improvement of the MESS II tool, which estimates the detection limits, combining radial velocity and direct imaging, so that it takes into account data from Hipparcos and Gaia. This will allow to obtain better detection limits at intermediate separations (2 – 5 au).

Résumé

Les plus de 4000 exoplanètes connues à ce jour, ont permis d'apporter des contraintes sur les modèles théoriques de formation, de migration et d'évolution dynamique de ces dernières. Cependant, ces contraintes sont particulièrement limitées aux jeunes âges, par manque d'objets connus. Une étude des exoplanètes juste après leur formation et pour toutes les séparations est nécessaire pour poser des contraintes sur ces modèles. Les planètes géantes sont importantes dans cette étude, car celles-ci dominent dynamiquement leurs systèmes et dominent donc la formation de ces derniers.

Le but de ma thèse a été de préparer cette étude exhaustive des planètes géantes juste après leur formation et pour toutes les séparations. Pour cela j'ai combiné trois techniques complémentaires dans les séparations et les paramètres des planètes qu'elles contraignent : la méthode des vitesses radiales, la méthode d'imagerie directe et la méthode d'astrométrie absolue. J'ai ainsi caractérisé la population des planètes jeunes de l'échelle individuelle à l'échelle statistique.

J'ai d'abord effectué une analyse statistique de 177 étoiles jeunes, à partir de trois relevés en vitesses radiales menés avec l'instrument HARPS du 3.6 m de l'observatoire de La Silla au Chili et l'instrument SOPHIE du 1.93 m de l'observatoire de Haute-Provence en France. J'en ai déduit le taux d'occurrence des Super-Jupiter jeunes pour les périodes inférieures à 1000 jours.

Ensuite, j'ai effectué l'analyse dynamique de plusieurs systèmes en combinant vitesses radiales, imagerie directe et astrométrie d'Hipparcos et Gaia. Pour effectuer ces analyses, j'ai élaboré un code d'analyse bayésienne, basé sur un MCMC, combinant les données de ces trois techniques. Ces analyses m'ont permis de contraindre la masse dynamique des compagnons de certains de ces systèmes, permettant ainsi de tester les modèles d'évolutions utilisés en imagerie directe.

Enfin, j'ai participé à l'amélioration de l'outil MESS II, qui estime des limites de détection combinant vitesses radiales et imagerie directe, afin qu'il prenne en compte les données d'Hipparcos et Gaia. Cela permettra d'obtenir de meilleures limites de détection aux séparations intermédiaires (2 – 5 au).

Table des matières

1	Introduction	11
1	Petite histoire des exoplanètes	11
2	Qu'est-ce qu'un système planétaire ?	12
3	Formation planétaire	14
3.1	Formation par accrétion de coeur	14
3.2	Formation par instabilité gravitationnelle	17
3.3	Formation de type binaire	18
3.4	Migration des planètes	18
4	Les méthodes de détection des exoplanètes	19
4.1	Système de coordonnées et de vitesse	19
4.2	Les méthodes de détection indirectes	20
4.2.1	Technique des vitesses radiales	21
4.2.2	Méthodes basées sur la photométrie	27
4.2.3	Astrométrie	30
4.2.4	Technique des micro-lentilles gravitationnelles	34
4.3	Imagerie directe	35
5	La diversité des exoplanètes	39
6	La statistique des exoplanètes	45
6.1	Limites de détection	45
6.2	Étude de la fonction de distribution des exoplanètes	45
6.3	Estimation du taux d'occurrence des exoplanètes	47
6.4	Résultats de l'application de ces études statistiques	49
7	Mon apport au sujet	57
2	Analyse statistique de relevés en vitesses radiales	59
1	Le relevé HARPS YNS	62
2	Le relevé SOPHIE YNS et sa combinaison avec le relevé HARPS YNS	79
3	Le relevé HARPS Sco-Cen	112
3.1	Présentation du relevé	112
3.1.1	Motivations	112
3.1.2	Composition du relevé	113
3.1.3	Observations	118
3.1.4	Observables	123
3.2	Compagnons détectés	124
3.2.1	Dérives à long terme et binaires	124
3.2.2	Planète géante potentielle : HD 145467	136

	3.2.3	Suivi des compagnons et potentiels compagnons détectés	142
4		Combinaison des trois relevés	143
	4.1	Échantillon	143
	4.2	Évaluation des variations d'origine stellaire	145
	4.3	Corrections des vitesses radiales	147
	4.4	Limites de détection	147
	4.5	Taux d'occurrence des compagnons	148
	4.6	Comparaison des résultats avec ceux des études sur des étoiles âgées	149
5		Conclusion de mon analyse statistique	153
3		Couplage des méthodes de l'imagerie directe, des vitesses radiales, et d'astrométrie absolue	155
1		Intérêt du couplage	155
2		Couplage de l'imagerie directe, des vitesses radiales et de l'astrométrie absolue : analyse dynamique de systèmes individuels	158
	2.1	Analyse bayésienne : MCMC	158
	2.2	Élaboration du code de MCMC	163
	2.2.1	Base du MCMC : le paquet python <i>emcee</i>	163
	2.2.2	Code d'exécution du MCMC	166
	2.2.3	Code de présentation des résultats du MCMC	168
	2.2.4	Modèles utilisés	168
	2.2.5	Transmission du code	179
3		Couplage de l'imagerie directe et des vitesses radiales : limites de détection	180
	3.1	Limites de détection en imagerie directe : MESS	181
	3.2	Limites de détection en vitesses radiales : la méthode LPA	182
	3.3	Combinaison de l'imagerie directe et des vitesses radiales : MESS II	183
	3.4	pyMESS	185
	3.5	Ajout des contraintes astrométriques d'Hipparcos et Gaia : Intérêt	187
4		Études dynamique de systèmes individuels	189
1		Étude du système HD 206893	190
	1.1	Présentation du système	190
	1.2	Mise en évidence du compagnon interne	191
	1.3	Confirmation du compagnon interne et étude du système multi-planétaire	206
2		Étude des systèmes HIP 36985 et HIP 113201	215
	2.1	Le systèmes HIP 36985	215
	2.1.1	Présentation du système	215
	2.1.2	Découverte du compagnon	215
	2.1.3	Première étude bayésienne du système	217
	2.1.4	Deuxième étude bayésienne du système	220

2.1.5	Contrainte de la masse de l'étoile hôte	224
2.1.6	Article	227
2.2	Le système HIP 113201	227
2.2.1	Présentation du système	227
2.2.2	Présentation des données et analyse des vitesses radiales	227
2.2.3	MCMC sur l'astrométrie relative et les vitesses radiales	229
2.2.4	MCMC sur l'astrométrie relative, les vitesses radiales et l'astrométrie absolue d'Hipparcos et Gaia	233
2.2.5	Ajout de de la masse de l'étoile hôte comme parametre du MCMC	236
2.2.6	Article	237
3	Étude du système β Pictoris	239
3.1	Description du système	239
3.2	Découverte du compagnon interne	241
3.3	Mon apport à l'étude de ce système par l'utilisation des données d'Hipparcos et Gaia	242
3.4	Vers une étude complète du système	245
5	Conclusion et perspectives	247
	Bibliographie	249
A	Tests statistiques	262
1	Test de p-value	262
2	Test de comparaison de deux proportions	263
B	Articles	264
1	Étude dynamique des systèmes TWA 22 et GJ 2060	264
2	Découverte de β Pic c	266
3	Étude complète du système β Pic couplant imagerie directe, interférométrie et vitesses radiales	275
4	Étude du sodium dans l'atmosphère de WASP 127 b	293

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1	Petite histoire des exoplanètes	11
2	Qu'est-ce qu'un système planétaire?	12
3	Formation planétaire	14
3.1	Formation par accréation de coeur	14
3.2	Formation par instabilité gravitationnelle	17
3.3	Formation de type binaire	18
3.4	Migration des planètes	18
4	Les méthodes de détection des exoplanètes	19
4.1	Système de coordonnées et de vitesse	19
4.2	Les méthodes de détection indirectes	20
4.3	Imagerie directe	35
5	La diversité des exoplanètes	39
6	La statistique des exoplanètes	45
6.1	Limites de détection	45
6.2	Étude de la fonction de distribution des exoplanètes	45
6.3	Estimation du taux d'occurrence des exoplanètes	47
6.4	Résultats de l'application de ces études statistiques	49
7	Mon apport au sujet	57

1 Petite histoire des exoplanètes

L'idée que les étoiles du ciel abritent des systèmes planétaires comme notre soleil est très ancienne. C'est en 1584 que Giordano Bruno évoque en premier, à notre connaissance, que les étoiles que nous voyons sont des "soleils"^a autour desquels tournent des "terres"^b. Planètes que l'on nommera que très récemment exoplanètes.

a. Ici synonyme d'étoiles

b. Ici synonyme de planètes

La recherche de ces dernières a donc vite émergé et la première annonce de la découverte d'une planète extra-solaire ^c aura lieu dès le milieu du XIX^{ème} siècle, découverte qui sera réfutée par la suite. Il s'en suivra plusieurs autres faux-positifs entre les années 60 et 90, jusqu'à la première découverte d'exoplanète autour d'une étoile en 1995 par Mayor et Queloz. Découverte qui leur vaudra le prix Nobel en 2019.

Entre temps, le concept de mondes similaires au nôtre orbitant autour des étoiles était tombé dans l'imaginaire collectif, à partir des récits de Camille Flammarion et de Charlemagne Ischir Defontenay au XIX^{ème} siècle, qui seront les prémices du Space Opera et du Planet Opera apparus dans les années 40. Non seulement la majorité des planètes imaginées dans ces oeuvres ont trouvé leurs équivalents dans notre Galaxie, comme par exemple la planète Tatoine de Star Wars (1977) orbitant autour de deux étoiles. Mais la réalité a dépassé la fiction dès la première exoplanète découverte, planètes géantes en pleine évaporation, planètes dont la surface est aussi chaude que la surface de certaines étoiles, planètes océans, etc.

À présent, plus de 4000 exoplanètes sont connues et certaines d'entre-elles ont été caractérisées. Cela a permis de mettre en évidence une grande diversité parmi celle-ci et l'on commence à pouvoir tirer un portrait global, quoique parcellaire, des exoplanètes.

2 Qu'est-ce qu'un système planétaire ?

Une étoile est rarement seule dans l'univers, elle est souvent accompagnée d'étoiles, de naines brunes (des objets de masses intermédiaires entre étoile et planète) ou des planètes. Elle forme ainsi un système stellaire (formé de plusieurs étoiles) et/ou un système planétaire (formé d'une étoile hôte et d'au moins une planète). En raison de leur attraction mutuelle, les deux composantes d'un système vont décrire une orbite autour de leur centre de masse commun. Ces orbites sont opposées en phase et le rapport entre leurs amplitudes dépend du rapport de leurs masses. On appelle mouvement réflexe le mouvement de l'étoile hôte.

Pour étudier un tel système on se place dans le référentiel de l'étoile hôte. Le compagnon va décrire une orbite sous la forme d'une ellipse autour de celle-ci qui peut être décrite par six paramètres :

Le demi-grand axe de l'orbite a : qui décrit la taille de l'orbite. Il est relié à la période de l'orbite P par la troisième loi de Kepler : $\frac{a^3}{P^2} = \frac{4\pi^2}{G(M_*+M_c)}$. Avec G la constante gravitationnelle, M_* la masse de l'étoile hôte et M_c la masse du compagnon.

L'excentricité e : qui décrit la forme de l'orbite ($e = 0$ cercle, $0 < e < 1$ ellipse, $e = 1$ parabole, $e > 1$ hyperbole).

Le temps de passage au périastre T_0 (ou TP) : qui est déterminé à partir d'un temps de référence et qui est défini uniquement si $e > 0$.

L'inclinaison i : qui correspond à l'angle entre la ligne de visée et la normale à l'orbite. 0° (180°) correspond à une orbite vue par les pôles (*pole on* ou *face*

^c. Autour de l'étoile 70 Ophiuci

on) et 90° (270°) correspond à une orbite vue par la tranche (*edge on*)^d. Selon cette convention, entre 0 et 90° et entre 270 et 360° l'orbite est directe (la planète se déplace dans le sens direct autour de l'étoile sur le plan ciel) et elle est rétrograde entre 90 et 270° (elle tourne dans le sens indirect).

La longitude du noeud ascendant Ω : l'angle angle entre la direction du point vernal et la ligne des noeuds (*cf* Figure 1.1). Il est le second angle, avec l'inclinaison, qui donne l'orientation du plan de l'orbite. Cet angle n'est pas défini lorsque l'orbite est vue par les pôles ($i = 0$).

L'argument du périastre ω : l'angle entre la ligne des noeuds et la direction du périastre (*cf* Figure 1.1). Il donne l'orientation de l'orbite sur le plan de celle-ci. Dans le cas d'une orbite circulaire ($e = 0$), l'argument du périastre n'est pas défini, car il n'y a pas de périastre.

Ces paramètres sont présentés sur la Figure 1.1.

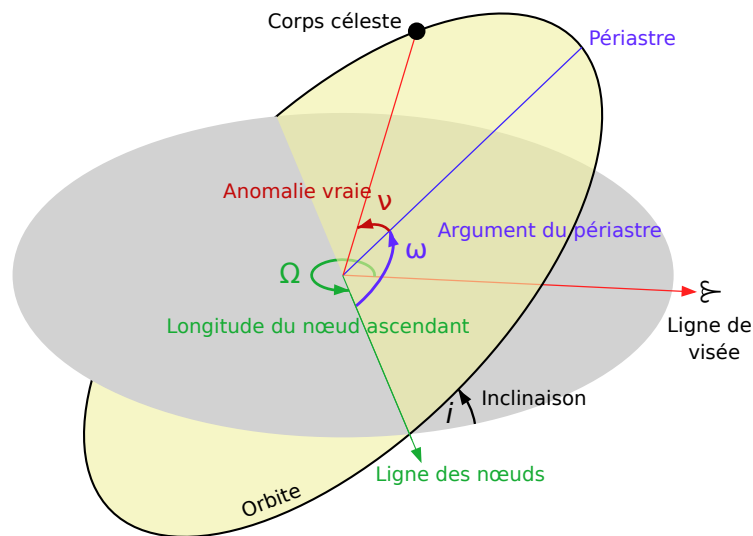


FIGURE 1.1 – Schéma d'une orbite et des paramètres orbitaux. (Crédit : Lucas Snyder)

Nature du compagnon

Idéalement, pour déterminer si un compagnon est de type planétaire on aimerait se référer à la définition de planète dans le système solaire. Cette dernière a été établie par l'Union Astronomique Internationale (UAI) en 2006 et repose sur 3 critères :

- Être en orbite autour du Soleil
- Être assez massif pour être en équilibre hydrostatique
- Être assez massif pour avoir nettoyé son orbite proche

Malheureusement, ces deux derniers critères ne peuvent être testés pour des exoplanètes de nos jours, pour des raisons de limites instrumentales.

^d. Il existe une autre convention pour définir l'inclinaison, qui la définit comme l'angle entre la ligne de visée et le plan de l'orbite. L'écart d'inclinaison entre les deux conventions pour une même orbite est de 90° .

De plus, il n'est malheureusement pas possible d'inférer la nature d'un compagnon à partir de ses paramètres orbitaux, car son orbite ne dépend pas de cette dernière. Par contre, la masse du compagnon influe sur le mouvement réflexe de son étoile, ainsi que, dans certaines conditions, sur les orbites des autres objets de son système.

On utilise donc la masse M_c du compagnon comme critère pour estimer si un compagnon est une planète ou non. La différence entre étoile et naine brune est établie à la fusion de l'Hydrogène. Si celle-ci ne peut être maintenue, l'objet n'atteint pas l'équilibre thermique et refroidit au cours du temps. La masse critique de la fusion de l'hydrogène dépend de la métallicité de l'objet et se situe entre 72 et 80 masses de Jupiter (M_{Jup}). Ensuite, on marque la limite entre planète et naine brune à la fusion du deutérium. On estime que celle-ci est complète à partir de $13 M_{\text{Jup}}$. Cependant, cette limite dépend de plusieurs paramètres : l'abondance initiale en deutérium, l'abondance en l'hélium, la métallicité, etc. Ainsi il n'est pas exclu que la fusion du deutérium soit possible pour un objet moins massif que $13 M_{\text{Jup}}$ et inversement. L'UAI définit la limite entre naine brune et planète à $13 M_{\text{Jup}}$ pour les objets de métallicité solaire. Dans la suite du manuscrit, je considérerai la limite entre planète et naine brune à $13 M_{\text{Jup}}$ et entre naine brune et étoile à $80 M_{\text{Jup}}$.

3 Formation planétaire

Les planètes se forment en parallèle de la formation de l'étoile. La formation de l'étoile commence par l'effondrement d'une partie d'un nuage moléculaire. Ces nuages sont des nébuleuses denses composées de gaz et de poussières (10 nm à 1 μm) dans la galaxie. Cet effondrement a lieu lorsque l'attraction gravitationnelle causée par une sur-densité dans le nuage est supérieure aux forces de pression internes. Cette instabilité, dite de Jeans, a lieu lorsque la sur-densité atteint une masse critique (masse de Jeans) :

$$M_{\text{Jeans}} = \left(\frac{5kT}{G\mu} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho} \right)^{1/2}$$

Avec k la constante de Boltzmann, T la température du nuage, G la constante gravitationnelle, μ la masse moléculaire du nuage et ρ sa masse volumique.

Au centre de cet effondrement va se former une proto-étoile, tandis que le reste du gaz et de la poussière va former un disque autour de celle-ci. Il existe trois modèles de formation planétaire : l'accrétion de coeur, l'instabilité gravitationnelle et la formation par effondrement gravitationnel du nuage de gaz, comme dans un système stellaire.

3.1 Formation par accrétion de coeur

La formation par accrétion est un processus ascendant où les petits éléments initialement présents dans le disque s'agglomèrent jusqu'à former des corps planétaires massifs (Pollack et al. 1996). Elle est constituée de 5 phases (La Figure 1.3 présente les 4 premières d'entre-elles) :

Accrétion des grains : Les grains de poussière du disque migrent vers l'intérieur de celui-ci, par friction avec le gaz, avec une vitesse qui dépend de la taille de ces grains. La différence de vitesse entre les grains couplée à la turbulence du gaz dans le disque entraîne des collisions entre les grains. Lors de ces collisions, les grains restent liés par force électrostatique (force de van der Waals), aboutissant à des grains plus gros. Plus les grains sont gros, plus leur section efficace est grande et plus leur différence de vitesse avec les plus petits grains est grande, augmentant la probabilité de collisions. Les grains grossissent ainsi par collisions successives. Cependant, le passage de petits grains de poussières à des planétésimaux de 100 m à 1 km est encore mal connu. Au-delà du cm, les collisions se terminent majoritairement par un rebond des grains l'un sur l'autre (*cf* Figure 1.2). Seule une faible part de la masse des grains peut alors être transférée d'un grain à l'autre, rendant l'accrétion peu efficace. C'est la barrière du centimètre. Au-delà du mètre, les collisions deviennent majoritairement destructrices (*cf* Figure 1.2), c'est la barrière du mètre. Il existe donc un phénomène supplémentaire qui favorise l'accrétion d'objets de tailles supérieures à un mètre. Une explication récente qui gagne du terrain est celle des amas auto-gravitants de petites particules (*self-gravitating clumps of small particles*, Johansen et al. (2015); Weidenschilling (2011)). Deux phénomènes peuvent former de tels amas. D'une part, une instabilité de Kelvin-Helmoltz peut s'installer dans le disque, formant des spirales anticycloniques qui concentrent les grains, favorisant l'accrétion (Johansen et al. 2006). D'autre part, les ensembles de grains denses entraînent le gaz avec eux, diminuant la différence de vitesse entre le gaz et les grains et donc leur frictions. Cet ensemble de grains descend alors moins vite vers l'étoile que les grains situés en amont, qui finit par les rattraper. Au final, il se forme une sorte de "bouchon" de grains de plus en plus denses, jusqu'à ce que l'amas de grains soit instable gravitationnellement et s'effondre sur lui-même. Ce phénomène est nommé : *streaming instability* (Youdin & Goodman 2005; Youdin & Johansen 2007).

Accrétion massique : À partir d'une taille de l'ordre d'une centaine de mètres, la gravitation prend un rôle dominant dans l'accrétion des planétésimaux. Ces derniers ont une taille assez élevée pour ne plus être couplés avec le gaz (orbite képlérienne), tandis que les grains (cm – m) les environnants le sont (orbite sub-képlérienne). Il y a donc une différence de vitesses entre les grains et les planétésimaux, ce qui engendre des rencontres proches entre ceux-ci. Lors de ces passages proches, dû à la gravité du planétésimal, une petite partie des grains tombe directement sur celui-ci, tandis qu'une autre partie aura une trajectoire hyperbolique autour de ce dernier. Ces grains sont par la suite ralentis par le gaz et beaucoup d'entre eux finissent aussi par tomber sur le planétésimal. En plus de cette accretion, les planétésimaux perturbent mutuellement leurs orbites, aboutissant à des collisions. En fonction de la vitesse relative entre les deux planétésimaux lors de la collision, celle-ci peut résulter en la destruction de ceux-ci où en leur fusion. Ainsi, une partie des planétésimaux gagneront en masse suite à ces collisions. Cette phase de collisions finit par se stabiliser, car la diminution du nombre de planétésimaux rend les collisions moins probables. Cette étape aboutit à la formation de proto-planètes de la taille de Mercure à

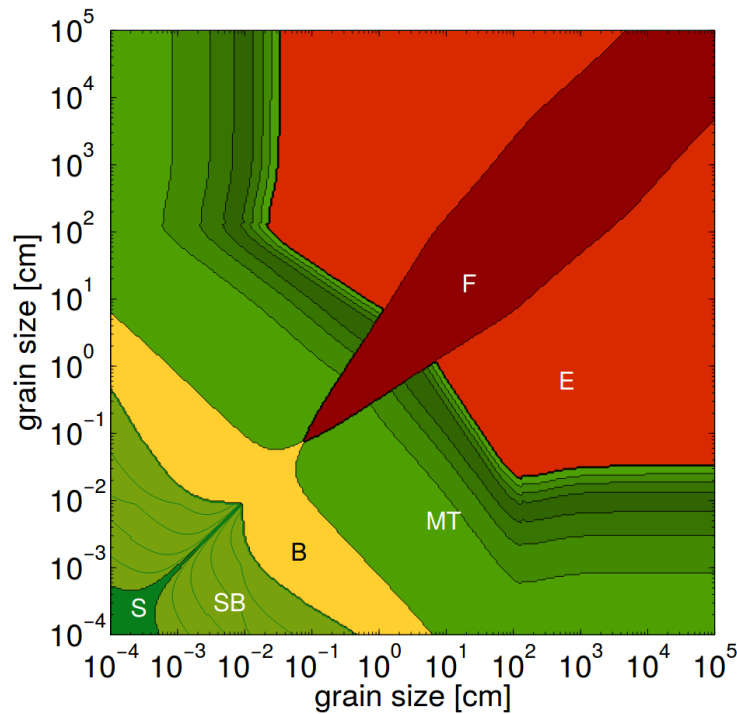


FIGURE 1.2 – Résultat de la collision de deux grains de silicates en fonction de leur taille respective. S correspond à la fusion, SB au rebond avec transfert de masse, B au rebond, MT au transfert de masse, E à l'érosion et F à la destruction des grains. Figure issue de Windmark et al. (2012)

Mars ($R \sim 1000$ km). La durée de cette phase est estimée à environ 1 million d'années pour les objets formés à moins d'une unité astronomique.

Emballlement de l'accrétion : Si les noyaux ainsi formés atteignent une masse critique de l'ordre de $10 M_{\oplus}$, l'accrétion s'emballe et la masse évolue de façon exponentielle. En effet, à ce stade le rayon d'accrétion, à l'intérieur duquel le planétésimal attire et accrete de la matière solide, croît linéairement avec la masse de la planète. Comme la masse de la planète augmente, le volume d'accrétion augmente et la quantité de matériaux qui pourra être accrété augmente. Cette phase prend fin quand l'ensemble de la matière solide présente dans le rayon d'accrétion a été accrétée.

Croissance oligarchique : Cette évolution exponentielle entraîne une grande disparité d'accrétion parmi les proto-planètes. Les plus massives dominent alors le système en terme d'accrétion et de dynamique, formant des planètes géantes gazeuses. Cette accrétion reste cependant plus lente que lors de la phase précédente, et elle se termine lorsque la proto-étoile démarre la fusion de l'hydrogène en son coeur, devenant ainsi une étoile. La forte augmentation de la luminosité de l'étoile entraîne une pression de radiation qui éjecte alors le gaz vers l'extérieur du système. Il ne restera alors que les proto-planètes et un éventuel disque de débris composés de planétésimaux. Cette phase a lieu durant les premiers 10 millions d'années du système environ.

Grandes collisions : Finalement, des collisions entre les proto-planètes auront lieu

suite à leurs perturbations gravitationnelles respectives, formant des objets plus massifs. C'est lors de cette phase, par exemple, que l'on estime que la proto-Terre est entrée en collision avec la proto-planète nommée Theia de taille comparable à celle de Mars, formant ainsi la Lune.

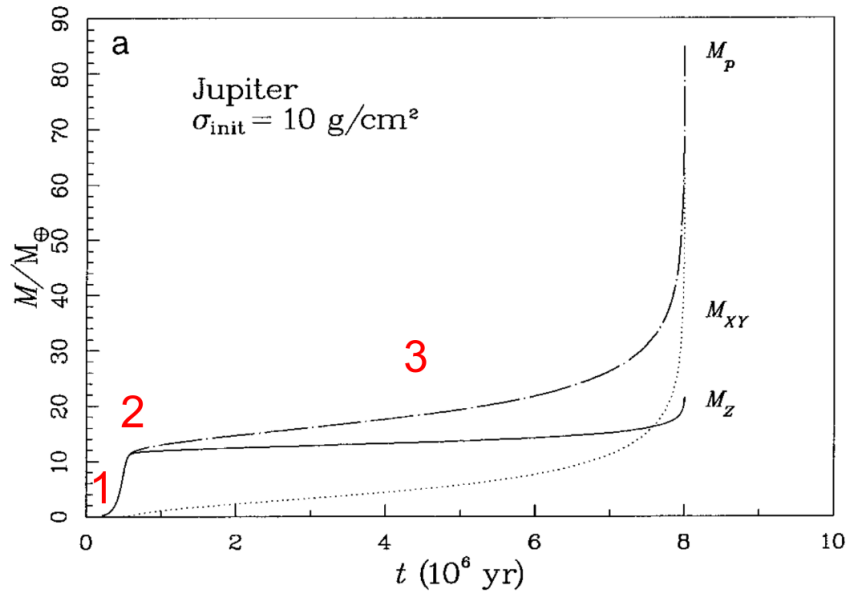


FIGURE 1.3 – Évolution de la masse d'une planète géante lors de la formation par accrétion de coeur. M_Z représente la masse du coeur solide, M_{XY} la masse de l'enveloppe gazeuse et M_P la masse totale de la planète (coeur + atmosphère). 1) Accrétion des grains. 2) Accrétion massique. 3) Emballement de l'accrétion et phase oligarchique. Figure issue de Pollack et al. (1996).

Ce processus est privilégié pour expliquer la formation des planètes du système solaire, mais il ne peut expliquer seul la présence de planètes de type Jupiter chaudes, des planètes géantes orbitant à quelques fractions d'au de leur étoile, qui sont observées depuis 1995. En effet, ce processus ne peut former de planètes géantes proches de leurs étoiles, car les radiations de cette dernière souffle le gaz du disque interne. De plus ce processus est peu efficace à grande séparation, car la densité du disque décroît avec le rayon.

3.2 Formation par instabilité gravitationnelle

Initialement la formation par accrétion était privilégiée pour l'explication de la formation de planètes du système solaire. Mais la découverte de planètes à grandes séparations a demandé la reconsidération de modèles de formation pouvant expliquer la formation de planètes aussi loin de leurs étoiles.

La formation par instabilité gravitationnelle dans un disque est un processus descendant où l'effondrement d'une partie de ce dernier permet de former une planète (Boss 1997). Il a lieu lorsqu'une sur-densité du disque atteint l'instabilité de Jeans. Le développement de spirales dans le disque peut amener à former de telles sur-densité instables. Pour que l'instabilité de Jeans soit atteinte dans le disque, deux

conditions doivent être vérifiées. D'une part, le temps de refroidissement local doit être inférieur à la période orbitale et d'autre part le critère de Toomre ($Q = \frac{\omega C_s}{\pi G \Sigma}$, avec ω la vitesse angulaire du disque, C_s la vitesse du son dans le disque, G la constante gravitationnelle et Σ la densité surfacique du disque) doit être inférieur ou égal à 1. Ces conditions sont plus facilement réunies à l'extérieur du disque, et la formation de planètes par instabilité gravitationnelle demande des disques massifs.

Ce processus est plus rapide que celui de l'accrétion de coeur, qui demande plusieurs millions d'années pour former une planète. En effet, l'effondrement d'une sur-densité du disque peut avoir lieu en seulement quelques périodes orbitales (Durisen et al. 2007). Cependant, pour former une planète, celle-ci doit rester à grande distance de l'étoile ($\gtrsim 10$ au) pendant au moins 10^5 à 10^6 ans (Vazan & Helled 2012). En effet, si le critère de Toomre n'est pas validé, le nuage formant la planète se dilue dans le disque.

3.3 Formation de type binaire

Les étoiles se forment rarement seules. En effet, la masse volumique augmente lors de l'effondrement de la sur-densité du nuage moléculaire. Si l'effondrement est adiabatique ($\Leftrightarrow T = cte$), alors la masse critique de Jeans diminue. La sur-densité se fragmente donc en plusieurs parties qui s'effondrent à leurs tours. Chaque partie peut alors former, selon sa masse, une étoile et son système planétaire (par accrétion de coeur ou instabilité gravitationnelle), une naine brune, voir une planète.

3.4 Migration des planètes

La découverte des Jupiter chaudes a mis en évidence que des processus de migration avaient lieu lors de la formation des planètes. En effet, ces Jupiter chaudes ne peuvent se former aussi près de leur étoile (accrétion de coeur ou instabilité gravitationnelle).

On distingue trois principaux processus de migrations, les migrations de type I et II et la dispersion planète-planète.

Migration de type I : Les proto-planètes planètes de masses terrestres vont interagir avec les ondes de densité qu'elles provoquent dans le disque. Cette migration entraîne un déplacement de l'orbite de la planète vers l'étoile. Elle est très rapide et une planète peut tomber sur son étoile en 10^4 ans. Cette migration est certainement stoppée lorsque la planète atteint la limite inférieure du disque, ou lorsque l'étoile disperse le gaz du disque.

Migration de type II : Les proto-planètes géantes ($M > 10 M_{\oplus}$) créent une cavité dans le disque lors de leur accrétion, ce qui stoppe leur migration de type I. L'accrétion du disque par la planète prend la forme d'une spirale (*cf* Figure 1.4). Une sur-pression se forme dans le bras en amont, tandis qu'une sous-pression se forme dans le bras aval. Cette différence de pression entraîne une force qui fait lentement migrer la planète vers l'intérieur du disque. Cette migration prend fin quand le gaz du disque est soufflé par l'étoile.

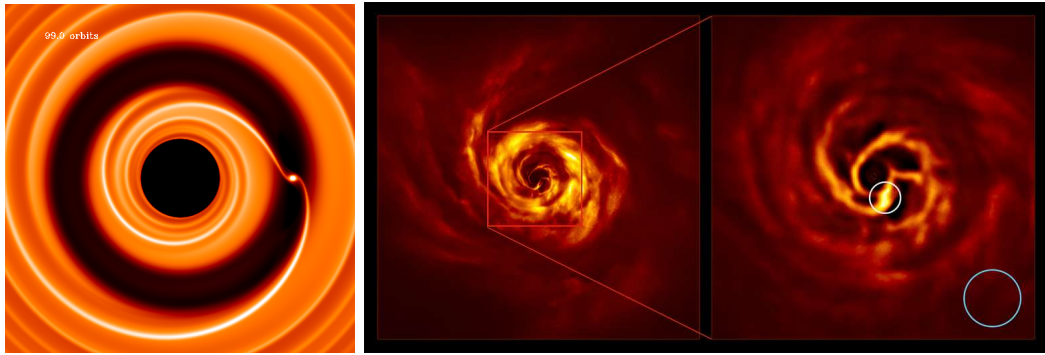


FIGURE 1.4 – *Gauche* : Simulation numérique de l’accrétion d’une planète géante (Crédit : Frédéric Masset (CEA)). *Centre* : Image du système AB Aurigae et de son disque obtenue avec l’instrument SPHERE, comportant une spirale provenant potentiellement d’une planète géante en formation. *Droite* : Zoom de la partie encadré en rouge de l’image précédente. Est entourée en blanc la spirale attribuée à la planète. Le cercle bleu présente la taille de l’orbite de Neptune. Crédit ESO / Boccaletti et al. (Boccaletti et al. 2020).

Interaction planète-planète : L’interaction gravitationnelle entre les planètes d’un même système va amener à une modification de leurs paramètres orbitaux, que ce soit par des passages à courte distance (qui peuvent parfois éjecter des planètes du système ou les projeter sur l’étoile), ou par des processus à plus long termes (résonance de Kozai etc.).

Il s’agit ici d’une vue simplifiée de la migration planétaire, qui est en réalité bien plus complexe, car elle est la combinaison de plusieurs processus comme ceux décrit ici. De plus, elle ne se limite pas forcément à une migration vers l’intérieur du système.

4 Les méthodes de détection des exoplanètes

Au cours des 25 ans d’études des exoplanètes des méthodes diverses de détection et de caractérisation ont été élaborées. Chacune d’entre elle permet d’explorer un espace de paramètres bien spécifique et possède ses propres avantages et limites.

4.1 Système de coordonnées et de vitesse

Certaines méthodes de détection d’exoplanètes reposent sur des mesures de position et il existe de nombreux systèmes de coordonnées pour repérer celles-ci. Le système couramment utilisé par ces méthodes est le système équatorial (*cf* Fig. 1.5). Ce système est pratique pour un observateur terrestre, le plan de référence étant le plan équatorial céleste : la projection sur la sphère céleste de l’équateur terrestre. Les coordonnées sont alors mesurées par rapport à cet équateur céleste et par rapport au point vernal, qui est l’intersection entre l’équateur céleste et le plan de l’écliptique. On a donc deux coordonnées pour repérer une position dans ce système :

- L’ascension droite (α , RA) qui est l’angle entre le point vernal et la projection sur l’équateur céleste de la position de l’objet mesuré. L’angle est mesuré

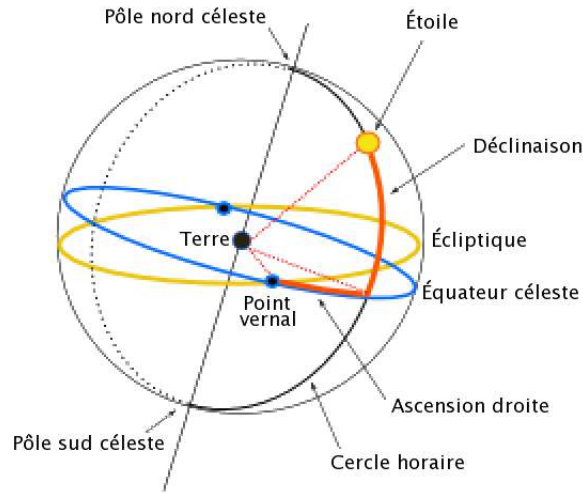


FIGURE 1.5 – Schéma illustrant le système de coordonnées équatorial. Crédit : Cédric Foellmi.

positivement d'est en ouest et varie entre 0° et 360° (ou entre 0 et 24 h).

- La déclinaison (δ , *DEC*) qui est l'angle mesuré perpendiculairement entre l'équateur céleste et la position de l'objet mesuré. C'est la hauteur par rapport au plan de l'équateur. L'angle est mesuré positivement vers le nord et négativement vers le sud et varie donc entre -90° (pôle sud céleste) et 90° (pôle nord céleste).

En pratique, pour décrire une position sur le plan du ciel, c'est l'ascension droite projetée qui est utilisée. Elle se calcule alors de la façon suivante : $\alpha^* = \alpha \cos \delta$. De même pour les mouvements propres : $\mu^{\alpha^*} = \mu^\alpha \cos \delta$

D'autres méthodes reposent sur des mesures de vitesse. La vitesse d'un objet dans le ciel est décrite par trois composantes. La première est la vitesse sur l'axe observateur-étoile, la vitesse radiale. Les deux autres composantes sont perpendiculaires à celle-ci et sont dites vitesses tangentielles. De même que pour les positions, seul la projection sur le ciel de ces vitesses est accessible.

4.2 Les méthodes de détection indirectes

Observer directement une exoplanète est une tâche difficile. Le contraste entre celle-ci et son étoile hôte est élevé et sa séparation apparente sur le ciel avec celle-ci est très faible. À cela s'ajoute les turbulences de l'atmosphère qui étalent les images des points lumineux. Pour distinguer une planète de son étoile il faut des instruments à haut contraste placés sur des télescopes de grands diamètres munis d'optique adaptative (plus de détails sont présentés en Section 4.3). Pour les télescopes de taille modeste (< 8 m) et non munis d'optique adaptative, les différents composants du système sont confondus sur le détecteur. Il faut donc étudier le compagnon de manière indirecte.

4.2.1 Technique des vitesses radiales

La première méthode qui a permis de mettre en évidence une exoplanète autour d'une étoile de type solaire est celle des vitesses radiales (VR, Mayor & Queloz (1995), *cf* Figure 1.6a). Le principe consiste à observer le mouvement réflexe de l'étoile grâce à son spectre. En effet, l'étoile va s'approcher puis s'éloigner périodiquement de l'observateur lors de ce mouvement réflexe (sauf si le système est vu par les pôles). Cela va induire un décalage périodique de son spectre vers le rouge puis vers le bleu par l'effet Doppler-Fizeau. Ainsi on peut déduire la vitesse radiale de l'étoile induite par la planète à partir du décalage de son spectre avec son spectre au repos. Cette vitesse radiale suit une keplerienne de la forme :

$$V_R^*(t) = K(\cos(\nu^*(t) + \omega^*) + e\cos(\omega^*)) + V_0^*(t)$$

Avec $\nu^*(t)$ l'anomalie vraie de l'orbite de l'étoile hôte (*cf* Figure 1.1), ω^* son argument au periastre, $V_0^*(t)$ la vitesse radiale absolue de l'étoile due à son mouvement par rapport au système solaire et enfin K la semi-amplitude :

$$K = \frac{M_c \sin i}{(M_* + M_c)^{\frac{2}{3}} \sqrt{(1 - e^2)}} \left(\frac{P}{2\pi G}\right)^{-\frac{1}{3}}$$

Avec M_* la masse de l'étoile en kg, M_c la masse du compagnon en kg, e l'excentricité de l'orbite, P la période de l'orbite en secondes et G la constante gravitationnelle. Par exemple, Jupiter induit des variations de vitesses radiales sur le Soleil avec une semi-amplitude de 12 ms^{-1} tandis que la Terre induit une variation de 9 cm s^{-1} . La semi-amplitude d'une Jupiter chaude ($M_c \in [\sim 0.1; 13] M_{\text{Jup}}$, $P < 10$ jours) pourra monter jusqu'au km s^{-1} .

Cette méthode permet donc de mesurer la période P , l'excentricité e , la phase ϕ (qui dépend du temps de passage au periastre T_0 et de l'argument au periastre ω) ainsi que la masse minimum $M_c \sin i$ du compagnon. Le compagnon sera d'autant plus facile à repérer qu'il est massif et proche de son étoile, car il impliquera une variation de vitesses radiales de grande amplitude. Et il sera d'autant plus facile à repérer que son orbite sera proche du *edge-on*. Il ne pourra pas être détecté si celle-ci est vue par les pôles.

Méthodes de mesure de vitesses radiales

Comme énoncé précédemment, la vitesse radiale d'une étoile est mesurée à partir du décalage en longueur d'onde des raies de son spectre avec leurs positions de référence ($\Delta\lambda$). Cette vitesse est donnée par la relation Doppler-Fizeau à une longueur d'onde λ donnée :

$$\frac{\Delta\lambda(t)}{\lambda} = \frac{V_R(t)}{c}$$

Avec c la célérité qui est égale à la vitesse de la lumière dans le vide.

Il existe de nombreuses méthodes permettant de mesurer ce décalage en longueur d'onde $\Delta\lambda$. Les plus utilisées de nos jours reposent sur la corrélation croisée (CCF) entre le spectre de l'étoile et une référence. Cette référence peut être tout simplement un masque, c'est-à-dire une suite de signal portés positionnées sur les raies qui nous intéressent, ou être un spectre de référence multiplié par ce masque (*cf* Figure 1.7).

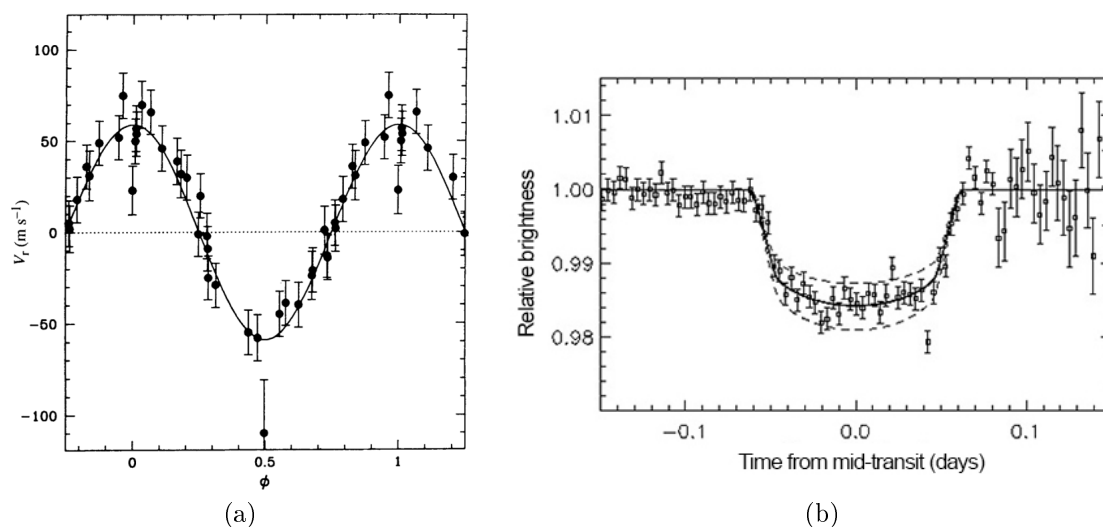


FIGURE 1.6 – (a) : Courbe de phases des vitesses radiales de la première exoplanète découverte autour d'une étoile de type solaire : 51 Pegasi b (Source : Mayor & Queloz (1995)). (b) : Mesure photométriques présentant le premier transit d'exoplanète observé, celui d'HD 209458 b, ainsi que les courbes d'ajustement (Source : Charbonneau et al. (2000)).

La CCF va atteindre un maximum lorsque les deux spectres sont identiques et sera donc assimilable à une "raie moyenne" du spectre. Cette CCF est ensuite ajustée par une gaussienne et si les raies n'ont pas été affectées par d'autres phénomènes, la médiane de cette dernière correspondra au décalage $\Delta\lambda$.

Impact de l'étoile sur les vitesses radiales

La limite de cette méthode est qu'elle est indirecte. On mesure la vitesse à partir du spectre de la lumière émise par l'étoile. Or, ce spectre est le résultat de l'émission thermique et de l'absorption d'éléments présents à des profondeurs différentes de l'atmosphère de l'étoile. Ainsi, certains phénomènes ayant lieu à la surface et à l'intérieur de l'étoile peuvent induire des variations dans le spectre de l'étoile et donc dans les vitesses radiales, ce qui peut masquer les variations causées par une planète. Cela peut même amener à de faux positifs.

Premièrement, une étoile tourne sur elle-même. Une partie de l'étoile s'approche de l'observateur et sa contribution au spectre sera décalée vers le bleu, tandis que l'autre s'éloigne et donnera un spectre décalé vers le rouge. Le spectre global de l'étoile aura des raies élargies par la rotation, et certaines raies pourront se chevaucher. La mesure de la médiane de la CCF sera donc moins précise ce qui implique une incertitude sur les vitesses radiales plus élevée. L'amplitude de l'effet dépend de la vitesse l'étoile projetée sur le ciel ($V \sin i$). L'effet est nul lorsque l'on observe l'étoile par son pôle et maximum lorsque l'étoile est vue par son équateur.

Deuxièmement, beaucoup d'étoiles présentent des taches (resp. plages) à leur surface, plus froides (resp. chaudes) et moins (resp. plus) lumineuses que le reste de la surface. C'est particulièrement le cas pour les étoiles de type tardif (*late-type*) : de type spectral entre F5 et M). Ces taches produisent une déformation des raies du

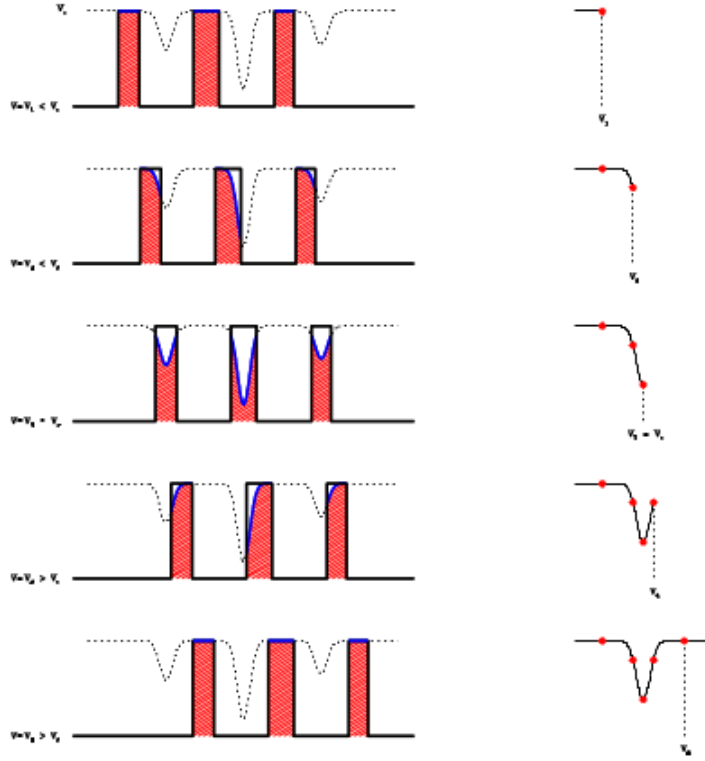


FIGURE 1.7 – Illustration du calcul de la CCF (Crédit : Thèse de C.H.F. Melo (Melo 2001))

spectre, et donc de sa CCF (*cf* Figure 1.8). Cela induit un décalage de la médiane de cette dernière qui résulte en un décalage de la mesure des vitesses radiales (un exemple est présenté en Figure 1.9a). Ces taches vont se déplacer avec la surface de l'étoile au fil de la rotation de celle-ci, ce qui implique une variation quasi-périodique des vitesses radiales. Cette variation est liée à la période de rotation de l'étoile et de ses harmoniques (de période $\frac{P_{rot}}{n}$, avec n un entier positif). L'amplitude de ce signal peut aller jusqu'à km s^{-1} et il peut parfois être confondu avec le signal d'une planète (Desort et al. 2007). De plus, ces étoiles présentent un cycle magnétique sur plusieurs années qui va affecter le nombre et la taille des taches à leur surface, affectant le signal induit par celle-ci. Les étoiles actives vont donc éventuellement présenter des variations à long terme qui peuvent être confondues avec l'effet d'un compagnon. L'impact sur les vitesses radiales des taches(plages), de la granulation et de la circulation méridienne des étoiles est étudié depuis une dizaine d'années (Lagrange et al. 2010; Meunier et al. 2010, 2012; Meunier & Lagrange 2013; Borgniet et al. 2015; Meunier et al. 2017; Meunier & Lagrange 2019a,b, 2020).

Troisièmement, certaines étoiles présentent des pulsations. En effet, l'équilibre hydrostatique qui régit les étoiles peut être localement rompu, résultant en la propagation d'ondes acoustiques dans l'étoile et à sa surface. Ainsi, une multitude de modes propres de pulsations de l'étoile pourront être excités (*cf* Figure 1.10). Les modes radiaux se traduisent par un gonflement puis un rétrécissement de l'étoile et

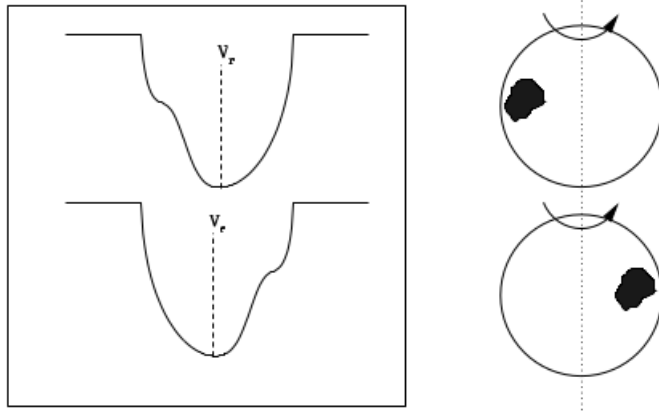


FIGURE 1.8 – Impact d'une tache sur la CCF d'une étoile (Crédit : Thèse de Justine Lannier (Lannier 2017))

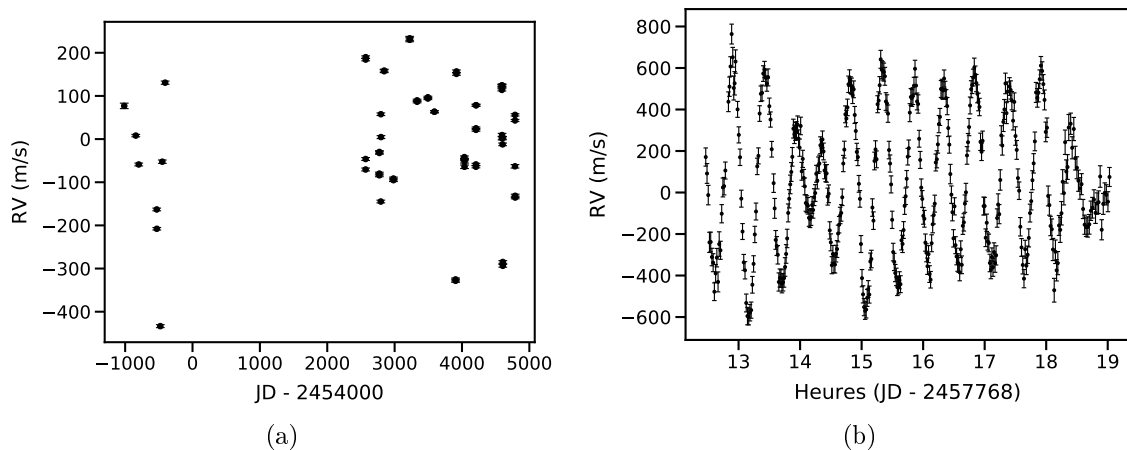


FIGURE 1.9 – (a) : Exemple de variations de vitesses radiales due à des taches. (b) : Séquence de pulsation typique d'une δ Scuti

donc un rapprochement puis un éloignement de sa surface. Ce qui crée un signal périodique en vitesses radiales. Les modes non radiaux se traduisent par le rapprochement et l'éloignement simultané d'un nombre multiple de fraction de la surface de l'étoile. Si l'étoile est vue par les pôles et si la surface est parfaitement homogène, l'effet sur les vitesses radiales sera nul. Si l'étoile n'est pas vue par les pôles ces modes impliqueront aussi une variation périodique des vitesses radiales. Ces variations peuvent aussi être confondues avec un signal planétaire. C'est particulièrement le cas pour les étoiles de type précoce (*early-type* : de type spectral entre A6V et F5), qui présentent des pulsations de fortes amplitudes et de périodes comparables à celles des planètes de faibles séparations (les étoiles de type solaire présentent quant à elles des pulsations de plus faibles amplitudes et de plus faibles fréquences (\sim min), ce qui rend la confusion avec un signal planétaire difficile). Parmi les étoiles précoces, on a identifié deux familles d'étoiles pulsantes : les δ Scuti dont la période de pulsation est inférieure à 0.3 jour (Breger & Montgomery 2000) et les γ Dor dont la période

de pulsation est supérieure à 0.3 jour (jusqu'à 3 jours, Mathias et al. (2004)). L'amplitude des variations en vitesses radiales peut monter jusqu'à la dizaine de km s^{-1} (un exemple est présenté en Figure 1.9b).

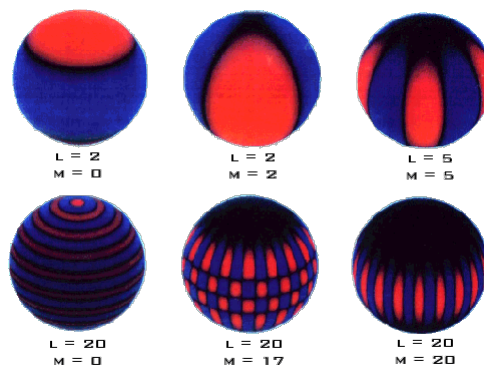


FIGURE 1.10 – Exemple de modes de pulsations. Ceux-ci sont décrits par leur degré d'harmonique sphérique l et leur degré d'ordre azimutal m (Crédit : Steven Hale, <http://bison.ph.bham.ac.uk/background/background>).

Finalement, la présence d'un compagnon stellaire non résolu peut aussi affecter la CCF. En effet, dans le cadre des binaires SB2 les spectres des deux étoiles sont confondus. Les deux étoiles sont assez similaires en luminosité et assez proches spatialement pour que leurs signaux soit superposés dans la fibre d'entrée du spectrographe. Cela produit une double composante dans la CCF, faussant la mesure des vitesses radiales.

Correction de l'activité stellaire

Heureusement, il existe des outils permettant de distinguer les différentes sources de variations de vitesses radiales. C'est le cas du bissecteur de la CCF, qui représente l'ensemble des points équidistants des bords de la CCF. Il serait parfaitement vertical si les raies de l'étoile étaient purement symétriques, ce qui n'est pas le cas dans la réalité. On peut ensuite mesurer l'écart qu'il y a entre le haut et le bas du bissecteur ou *bisector velocity span* (BVS).

Les taches vont déformer essentiellement les fonds de raies périodiquement impliquant une variation de la forme des bissecteurs (avec une forme typique de "parapluie" sur l'ensemble des bissecteurs, cf Figure 1.11, (Desort et al. 2007)). Cette variation des bissecteurs se traduit par une variation de leurs BVS. Plus la raie est déformée, plus l'écart en vitesses radiales sera fort et plus le BVS sera grand, il y a donc une corrélation entre les BVS et les VR. Plus précisément, le diagramme (BVS, VR) aura la forme d'un "8", qui n'est en général pas résolu, on peut donc l'assimiler à un simple corrélation linéaire. De plus, cette relation entre BVS et VR n'est pas visible si le $V \sin i$ est inférieur à la résolution du spectrographe (Desort et al. 2007), car dans ce cas les raies ne sont pas résolues et leurs déformations se traduit par un simple décalage de celle-ci. Les BVS ne varient donc pas.

Les étoiles pulsantes présentent des bissecteurs sont à peu près verticaux et leur diagramme (BVS, VR) est vertical.

Enfin, un compagnon va décaler l'ensemble du spectre sans déformer les raies, les bissecteurs seront donc parallèles les uns aux autres et le diagramme (BVS, VR) sera plat. En effet, les VR changent mais pas les BVS.

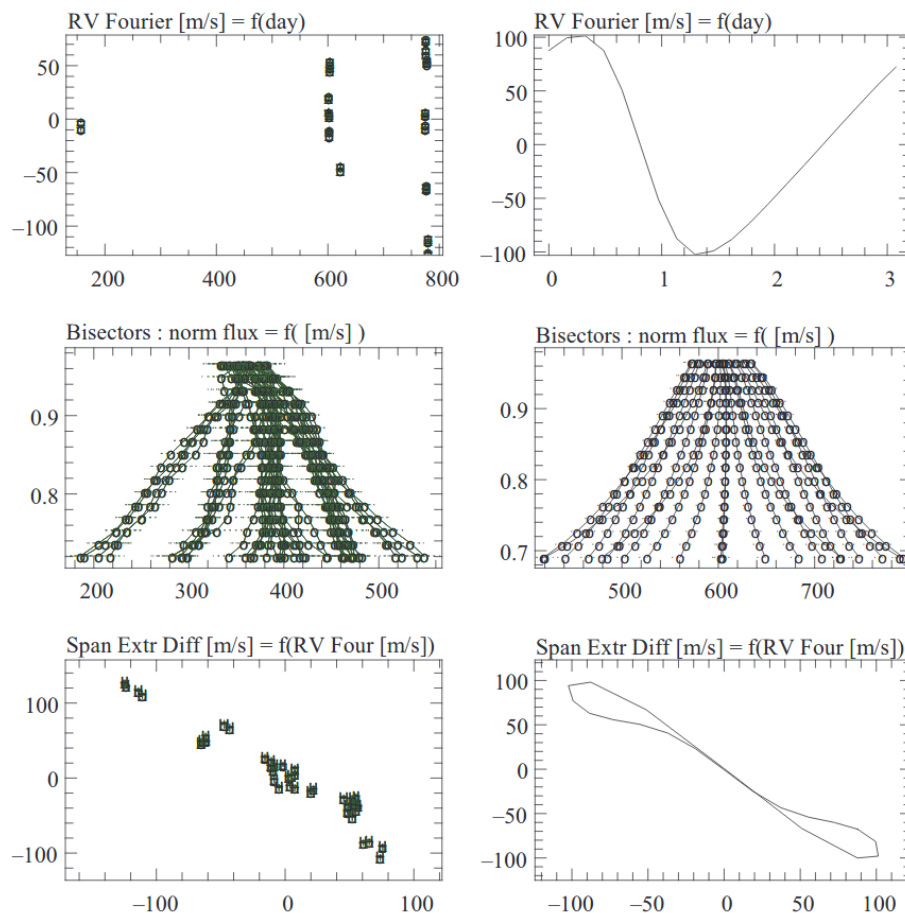


FIGURE 1.11 – Comparaison e l'impact de l'activité stellaire entre un cas observé (*Gauche*) et smulé (*Droite*). De haut en bas : Evolution temporelle des vitesses radiales, bissecteurs, diagramme (BVS, VR). (Desort et al. 2007)

Il est possible de corriger les vitesses radiales des variations d'origine stellaire, afin de chercher des compagnons dans les résidus.

- Pour les étoiles présentant de l'activité (taches, plages), on peut partiellement corriger l'effet de cette dernière, en corrigeant les vitesses radiales de la corrélation BVS-VR. Cela est possible si la corrélation est très marquée. L'inconvénient de cette méthode est que s'il existe un signal planétaire non-détecté dans les VR, celui-ci sera déformé lors de cette correction, le rendant plus difficile à déceler.

Une autre approche consiste à ajuster des processus gaussiens aux vitesses radiales. Cela consiste à ajuster simultanément l'évolution temporelle de nombreux paramètres (VR, BVS, indice d'activité etc.), en supposant une corrélation gaussienne entre ces paramètres. Cette approche nécessite d'avoir un bon échantillonnage de l'activité.

- Pour les étoiles pulsantes deux approches de correction sont utilisées : la première consiste à moyenner le signal des pulsations afin de lisser les variations et de pouvoir repérer des variations à plus long terme. Pour cela il faut obtenir des séquences dont la durée est supérieure à la période des pulsations. Si cela n'est pas possible, on se contente de séquences dont la durée est de l'ordre de grandeur de la période des pulsations. Cela peut demander des séquences de plusieurs heures pour les γ Dor par exemple.

Une autre approche consiste à ajuster un ensemble de sinusoides aux vitesses radiales, ce qui revient en somme à isoler les modes de pulsations, et de travailler ensuite sur les résidus. Cette dernière approche demande un bon échantillonnage des pulsations.

4.2.2 Méthodes basées sur la photométrie

L'étoile émet de la lumière à partir de sa photosphère selon le principe d'un corps noir, dont la luminosité dépend de sa température et de l'aire de la surface émettrice. La planète quant à elle va émettre de la lumière comme un corps noir et va réfléchir la lumière qu'elle reçoit de son étoile. Comme la majorité des planètes étudiées de nos jours sont froides, la lumière propre qu'elles émettent est souvent négligeable face à la lumière qu'elles réfléchissent. Lorsque l'on étudie un système en photométrie, la lumière de la planète reçue par l'observateur est bien moindre que celle venant de l'étoile. De plus, le système étoile hôte/planète étant souvent confondu dans le détecteur, ce qui est observé en photométrie est la somme des signaux qu'elles émettent.

Plusieurs méthodes de détection et de caractérisation sont basés sur la photométrie du système.

Méthode des transits

La méthode la plus prolifique (plus de 3000 planètes confirmées à ce jour) et la plus intuitive pour détecter les exoplanètes est la méthode des transits. Si l'orientation de l'orbite de la planète le permet, celle dernière éclipsera son étoile. Cette éclipse induit une faible baisse du flux lumineux observé de l'étoile, on parle de transit primaire (*cf* Figure 1.6b et Figure 1.12). Dans une moindre mesure, lorsque la planète passe derrière son étoile, une baisse de flux est aussi observée, on parle de transit secondaire (*cf* Figure 1.12). En effet, la lumière émise par la planète est cachée par l'étoile.

La baisse du flux observée vaut :

$$\frac{\Delta F}{F} = \left(\frac{R_c}{R^*} \right)^2$$

où R_c est le rayon du compagnon et R^* le rayon de l'étoile. En exemple, la baisse de luminosité induite par Jupiter sur le Soleil est de l'ordre de 1%.

La durée du transit τ est la durée pendant laquelle la séparation projetée est assez petite pour que le disque planétaire chevauche celui de l'étoile, c'est-à-dire :

$r \cos i \leq (R^* + R_c)$. Dans le cas d'un transit central, elle vaut :

$$\frac{P}{\pi} \arcsin \left(\sqrt{\frac{R_*^2}{a^2} \cos^2 i} \right)$$

Et dans le cas d'un transit non central :

$$\tau = \frac{P(R^* \cos \delta + R_c)}{\pi a}$$

avec δ la latitude du transit sur le disque stellaire.

La probabilité de transit dépend quant à elle directement de la taille de l'étoile et de la planète, ainsi que du demi-grand axe de cette dernière. Elle vaut :

$$p_t = \frac{R_* + R_c}{a}$$

Une planète sera d'autant plus facile à détecter que son diamètre sera élevé et qu'elle orbitera proche de son étoile, car son transit sera plus profond et plus long. Cette méthode a donc un biais favorisant la détection de planètes de faible période et de grand rayon.

De plus, un compagnon ne pourra pas être détecté par cette méthode que si son orbite est très proche du *edge on*.

Ensuite, la forme du transit sera affectée par la présence d'une atmosphère autour de la planète. Il est donc possible d'obtenir des informations sur celle-ci grâce à cette méthode. En particulier, il est aussi possible d'observer un transit en spectroscopie. Dans ce cas, la différence entre le spectre lors du transit et le spectre hors transit sera le spectre de la planète. On peut donc identifier les espèces chimiques et molécules qui composent son atmosphère. La planète étant bien moins lumineuse que son étoile il faut un très bon signal sur bruit pour appliquer cette méthode. Pour cela, on observe de nombreux transits pour superposer les spectres.

Étude de la courbe de lumière

Lorsque l'orbite d'une planète n'est pas vue de par les pôles, celle-ci va présenter un système de phase. La fraction de la lumière réfléchiée par la planète reçue par l'observateur va varier au cours de l'orbite de celle-ci. Cela se traduit par une variation périodique du flux total du système reçu par l'observateur (*cf* Figure 1.12). Cette variation, appelée courbe de lumière, est maximale quand la planète est en opposition et minimale quand elle présente son côté non-éclairé. Il est possible de détecter cette variation, bien que très faible. Si la planète effectue un transit secondaire, on peut alors connaître le flux de l'étoile seule et le soustraire au flux total du système observé, afin d'isoler le flux venant de la planète. L'amplitude de la courbe de lumière de la planète dépend de nombreux paramètres : demi-grand axe, excentricité, inclinaison de l'orbite, rayon de la planète, albédo de la surface de la planète, etc. (Kane & Gelino 2011). Il est alors en théorie possible de contraindre certains paramètres de la planète et de sa surface à partir de cette courbe de lumière.

Parfois l'émission thermique de la planète n'est pas négligeable face à l'émission par réflexion, notamment dans l'infrarouge. C'est le cas pour les planètes à faibles

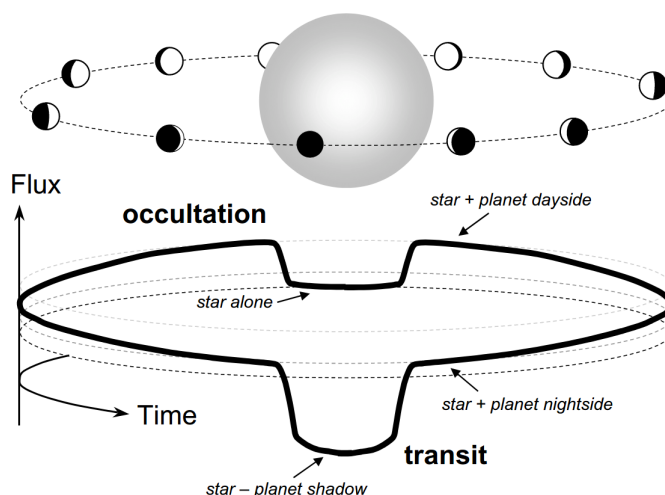


FIGURE 1.12 – Schéma d’une courbe de lumière d’un système planétaire présentant un transit primaire et secondaire (occultation). Crédit : Winn (2010).

périodes ($P < 50$ jours), pour deux raisons (Selsis et al. 2011; Maurin et al. 2012; Bolmont et al. 2013). D’une part, les forts effets de marées leurs imposent une rotation synchrone par verrouillage gravitationnel. Elles présentent alors toujours la même face à leur étoile, ce qui implique une grande différence de température entre leur partie éclairée et leur partie non-éclairée (à condition d’un faible transport thermique par l’atmosphère). Cette différence de température implique une différence de flux d’émission entre la partie éclairée et non-éclairée. Ceci, couplé au système de phase de la planète impliquera une variation de sa courbe de lumière. D’autre part, si la planète présente une orbite excentrique^e, les frictions dues à la variation des forces de marées vont fortement chauffer la planète. L’évacuation de cette énergie peut être inégalement répartie sur la surface de la planète (point chauds) et l’on verra une variation périodique de la courbe de lumière de la planète au cours de son orbite. De telles courbes de lumières provenant de l’émission thermique de planètes ont pu être observées (Cowan et al. 2007; Crossfield et al. 2010). Contraindre les paramètres de ces objets à partir de leurs courbes de lumière est particulièrement difficile, car celle-ci dépend de nombreux paramètres, parfois dégénérés entre eux : répartition de l’albédo sur la surface, émissivité de la surface, répartition de cette émissivité, présence de points chauds et leurs positions etc.

Impact sur l’étude photométrique des variations d’origine stellaire

Les variations photométriques d’origine stellaire (granulation, taches et plages, pulsations) sont une source de bruit qui limitent la caractérisation des planètes par leurs transits (Oshagh et al. 2013; von Essen et al. 2014; Lagrange et al. 2010) ou par l’étude de leurs courbes de lumière (Maurin et al. 2012).

Les taches à la surface des étoiles de type tardif étant plus froides que le reste de la surface, elles induisent une baisse de luminosité. Leur disparition derrière l’étoile au

^e. Excentricité qui doit être maintenue, car les forces de marées circularisent rapidement l’orbite. Elle peut être maintenue par l’interaction avec une autre planète du système par exemple.

bout d'une demi-période implique une variation quasi-périodique de la photométrie. À cela s'ajoute leurs apparitions, disparitions et nombre évoluant avec le temps. Tout cela représente du bruit dans les mesures, qu'il faudra corriger (Maurin et al. 2012; Oshagh et al. 2013).

Par ailleurs, les pulsations des étoiles de type précoce induisent des variations périodiques de la luminosité de l'étoile. Tout comme pour les vitesses radiales, il faudra soustraire ce signal pour chercher des signaux planétaires de plus faibles amplitudes (von Essen et al. 2014). Une autre approche consiste à identifier les modes de pulsation de l'étoile, afin de les distinguer des variations d'origine planétaire (Charpinet et al. 2011).

4.2.3 Astrométrie

La méthode d'astrométrie consiste à mesurer le mouvement de l'étoile sur le plan du ciel, afin de détecter son mouvement réflexe. Selon la configuration, ce mouvement peut soit être mesuré par rapport à une position de référence, on parle alors d'astrométrie absolue, soit par rapport à la position d'une autre étoile du système^f, on parle alors d'astrométrie relative.

C'est donc le mouvement de l'étoile étudiée projeté sur le plan du ciel qui est mesuré. Plus le système est éloigné et plus ce mouvement sera petit dans le ciel. C'est pour cela qu'une grande résolution angulaire couplée à une grande précision est requise pour mesurer le mouvement réflexe induit par une planète. Les instruments récents atteignant ces précisions sont les instruments Hipparcos (1989, Perryman et al. (1997); van Leeuwen (2007) et Gaia (2013, Gaia Collaboration et al. (2016b,a, 2018))), dédiés à la mesure des distances par parallaxe.

Le mouvement d'une étoile sur le plan du ciel vu de la terre est, en l'absence de compagnon et lorsque la composante radiale du mouvement de l'étoile est négligeable par rapport aux composantes tangentielles de ce dernier, une cycloïde (un exemple est présenté sur la Figure 1.13). Cette cycloïde résulte de l'addition de l'effet de parallaxe, due au mouvement de la Terre autour du Soleil et du mouvement propre de l'étoile par rapport à la Terre. Ce mouvement cycloïdal peut se décrire par un jeu de 5 paramètres : la position à un temps de référence ($\alpha^*(t_0), \delta(t_0)$), la vitesse propre en ce temps de référence ($\mu^{\alpha^*}(t_0), \mu^\delta(t_0)$) et la parallaxe (ϖ). La position dans le ciel de l'étoile à un instant t en coordonnées équatoriales vaut :

$$\begin{aligned}\alpha^*(t) &= \alpha^*(t_0) + (t - t_0) * \mu^{\alpha^*}(t_0) + f^\alpha \varpi \\ \delta(t) &= \delta(t_0) + (t - t_0) * \mu^\delta(t_0) + f^\delta \varpi\end{aligned}$$

Où t_0 est un temps de référence, $\alpha^* = \alpha \cos \delta$ et f^α et f^δ sont les paramètres parallactiques.

Si l'étoile possède un compagnon, une troisième composante s'ajoute au mouvement : le mouvement réflexe de l'étoile projetée sur le ciel (un exemple est présenté sur la Figure 1.13). Pour décrire un tel mouvement il faut donc 11 paramètres, les 5 paramètres de la cycloïde et les 6 paramètres orbitaux de la planète.

^f. Cela peut être le cas lorsque l'on étudie une étoile d'un système stellaire multiple par exemple.

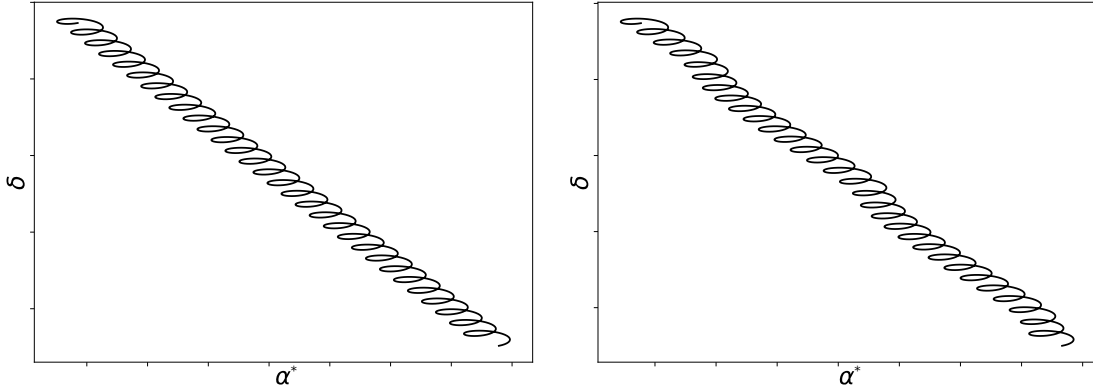


FIGURE 1.13 – Exemple de trajectoire d’une étoile dans le ciel en absence de compagnon (*gauche*) et avec un compagnon (*droite*). Crédit : Laetitia Rodet.

L’amplitude de l’écart au modèle à 5 paramètres induit par le compagnon sera :

$$Amp[as] = \frac{M_c}{M_*} * \frac{a[au]}{d[pc]}$$

Cette méthode est d’autant plus sensible aux planètes massives et éloignées de leur étoile. Les mesures en astrométrie ayant une base de temps de quelques années en général (3 ans pour Hipparcos et 2 ans pour Gaia DR2 par exemple), cette méthode est la plus sensible entre 2 et 5au de séparation. Cette méthode permet de contraindre tous les paramètres orbitaux du compagnon (a , T_0 , e , i , ω et Ω), ainsi que sa période et sa masse.

De plus, cette méthode est a priori peu impactée par l’activité stellaire, ce qui en fait une méthode particulièrement intéressante. Lagrange et al. (2011) ont estimé que pour une étoile de type solaire, l’amplitude du signal provenant des taches sur la position mesurée n’excédait pas 0.2 μ as, ce qui est bien inférieur à la précision de Gaia (entre 5 et 540 μ as pour ce type d’étoile et selon la magnitude).

Exploitation des données d’Hipparcos et Gaia

Il existe une méthode permettant de détecter un compagnon en étudiant uniquement les mesures de vitesse de l’étoile dans le ciel (Dupuy et al. 2019; Kervella et al. 2019; Grandjean et al. 2019). En effet, à un instant t la vitesse de l’étoile hôte est la somme de deux vitesses : la vitesse du mouvement propre du système et la vitesse de son mouvement réflexe. Cette méthode repose donc sur la comparaison entre la vitesse propre du système (que l’on appellera vitesse de référence) et la vitesse instantanée de l’étoile. Pour cela il faut d’une part une mesure de la vitesse de l’étoile sur une grande base de temps, bien supérieure à la période d’un éventuel compagnon. Ce qui permet de s’assurer que l’impact de ce dernier est négligeable sur cette mesure et d’autre part il faut une mesure faite sur une faible base de temps et avec un bon échantillonnage temporel, afin que celle-ci ne soit pas affectée par le mouvement propre du système et que l’impact du compagnon ne soit pas moyenné.

Dans le cadre d’Hipparcos et de Gaia on peut considérer que leurs mesures de vitesses propres^a, quand elles sont exploitables, correspondent à une mesure instanta-

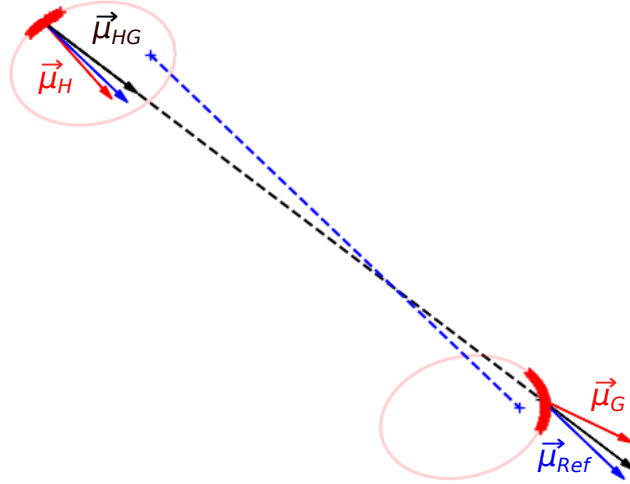


FIGURE 1.14 – Schéma récapitulant la méthode exploitant les données d’Hipparcos et Gaia. Le barycentre du système est représenté par une croix bleue et l’orbite de l’étoile autour de celui-ci par est représenté par une ellipse rouge. Les vitesses propres des catalogues Hipparcos et Gaia sont en rouge, la vitesse déduite de la différence des positions obtenues par Hipparcos et Gaia est en noir et la vitesse du barycentre du système (vitesse de référence), est en bleu.

née de la vitesse de l’étoile (ces mesures sont présentées en rouge sur la Figure 1.14).

La vitesse propre^a mesurée par une de ces missions est le résultat d’un ajustement à 5 paramètres (*cf* Section 4.2.3) sur les données astrométriques de la mission. Ce résultat suppose qu’il n’y a pas de compagnon et il repose sur un base de temps d’environ 3 ans pour Hipparcos et de 2 ans pour Gaia (DR2). On peut assimiler cette mesure à une mesure instantanée de la vitesse de l’étoile à deux conditions. D’une part, si l’impact du compagnon est faible, sinon le ajustement à 5 paramètres n’aurait pas convergé. Et d’autre part, si sa période ne s’approche pas trop des bases de temps d’Hipparcos et de Gaia.

Ensuite, on peut déduire la vitesse de référence à partir des positions obtenues par Hipparcos et Gaia (qui résultent chacune d’un ajustement à 5 paramètres). Ces positions sont différentes, puisque l’étoile s’est déplacée dans le ciel pendant les 24 ans qui séparent les deux missions. À partir de cette différence de position on peut déduire une vitesse : $\mu_{HG}^{\alpha*} = \frac{\alpha_G^* - \alpha_H^*}{t_G - t_H}$, $\mu_{HG}^{\delta} = \frac{\delta_G - \delta_H}{t_G - t_H}$ (en noir dans la Figure 1.14), où t_H et t_G sont respectivement les temps de référence des missions Hipparcos et Gaia. Si l’étoile a un compagnon, on ne peut considérer cette vitesse comme la vitesse de référence. En effet, la différence de position mesurée entre les deux missions provient de la somme du mouvement du barycentre du système dans le ciel et du mouvement réflexe de l’étoile autour de ce barycentre. Il faudra donc, pour chaque

^a. Ces vitesses sont obtenues en négligeant la présence d’un compagnon. Elles sont nommées vitesses propres (*proper motion*) dans les catalogues des missions Hipparcos et Gaia.

solution orbitale du compagnon testée, corriger les positions mesurées de la position de l'étoile par rapport au barycentre du système. Cela se traduit dans le calcul de vitesse de référence (en bleu dans la Figure 1.14) par :

$$\begin{aligned}\mu_{Ref}^{\alpha^*} &= \mu_{HG}^{\alpha^*} - \frac{\alpha_{G,et}^* - \alpha_{H,et}^*}{t_{Hipp} - t_{Gaia}}. \\ \mu_{Ref}^{\delta} &= \mu_{HG}^{\delta} - \frac{\delta_{G,et} - \delta_{H,et}}{t_{Hipp} - t_{Gaia}}\end{aligned}$$

Où $(\alpha_{H,et}^*, \alpha_{G,et}^*)$ et $(\delta_{G,et}, \delta_{H,et})$ sont les positions de l'étoile par rapport au barycentre du système, due à son mouvement réflexe, au temps de référence d'Hipparcos et au temps de référence de Gaia respectivement.

On peut désormais définir une différence de vitesse propre $\Delta\mu$ à partir de cette vitesse instantanée et de cette vitesse de référence : $\Delta\mu_H^{\alpha^*,\delta} = \mu_{Ref}^{\alpha^*,\delta} - \mu_H^{\alpha^*,\delta}$ et $\Delta\mu_G^{\alpha^*,\delta} = \mu_{Ref}^{\alpha^*,\delta} - \mu_G^{\alpha^*,\delta}$. Une différence non nulle peut indiquer la présence d'un compagnon. Par contre, une différence nulle peut être expliquée de différentes manières. Soit il n'y a pas de compagnon. Soit il existe un compagnon, mais il est trop peu massif pour induire un impact mesurable. Soit il y a un compagnon et la période de celui-ci est proche d'un multiple de la base de temps entre la mission Hipparcos et la mission Gaia (l'étoile ayant été observée à la même phase de son orbite).

Pour caractériser le compagnon on peut comparer la vitesse $|\mu_{et}^{\alpha^*,\delta}|$ qu'il induit à son étoile avec ce $\Delta\mu^{\alpha^*,\delta}$. La vitesse en as an^{-1} à un moment t de l'étoile sur son orbite vaut :

$$\begin{aligned}V_{et}^x(t) &= \left(\frac{2\pi a^2 \sin E(t)}{Pr(t)}\right) * \frac{M_c}{(M_c + M_*)} * \frac{1}{d} \\ V_{et}^y(t) &= -\left(\frac{2\pi a^2 \cos E(t)}{Pr(t)}\sqrt{(1 - e^2)}\right) * \frac{M_c}{(M_c + M_*)} * \frac{1}{d}\end{aligned}$$

Où P est la période en année, $r(t) = \sqrt{x(t)^2 + y(t)^2}$ est la distance de l'étoile au barycentre du système en au, a le demi-grand axe en au, e l'excentricité, $E(t)$ l'anomalie excentrique, M_c la masse du compagnon, M_* la masse de l'étoile et d la distance en pc.

Une fois projetée sur le ciel elle vaut :

$$\begin{aligned}\mu_{et}^{\alpha^*}(t) &= V_{et}^x(t) * (\cos \omega \sin \Omega + \sin \omega \cos i \cos \Omega) \\ &\quad + V_{et}^y(t) * (-\sin \omega \sin \Omega + \cos \omega \cos i \cos \Omega) \\ \mu_{et}^{\delta}(t) &= V_{et}^x(t) * (\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos i \sin \Omega) \\ &\quad + V_{et}^y(t) * (-\sin \omega \cos \Omega - \cos \omega \cos i \sin \Omega)\end{aligned}$$

Il faut ensuite prendre en compte que les vitesses propres, $\mu_H^{\alpha^*,\delta}$ et $\mu_G^{\alpha^*,\delta}$, des catalogues Hipparcos et Gaia sont déduites d'ajustements à 5 paramètres effectués sur les jeux d'observations respectifs de ces deux missions, qui ont chacun une base de temps de plusieurs années. C'est donc l'effet du compagnon sur toute cette base de temps qui induit les $\Delta\mu_H^{\alpha^*,\delta}$ et $\Delta\mu_G^{\alpha^*,\delta}$ mesurés. L'effet de l'échantillonnage de ces missions sur l'impact du compagnon est complexe, mais on peut considérer en première approximation que celui-ci est simplement moyenné. Pour prendre en compte

cet effet, on détermine les $\mu_{et}^{\alpha^*,\delta}(t)$ aux temps d'observations d'Hipparcos et on en fait la moyenne, de même pour Gaia. On obtient donc un couple $|\mu_{et}^{\alpha^*,\delta}|_H$ et un couple $|\mu_{et}^{\alpha^*,\delta}|_G$, que l'on comparera respectivement aux $\Delta\mu_H^{\alpha^*,\delta}$ et $\Delta\mu_G^{\alpha^*,\delta}$ mesurés. On fait de même pour les positions de l'étoile par rapport au barycentre du système ($\alpha_{H,et}^*$, $\alpha_{H,et}^*$) et ($\delta_{G,et}$, $\delta_{G,et}$), lors de la détermination de la référence. Cette approche est pertinente, car le temps moyen des missions Hipparcos et Gaia est très proche du temps de références de ces missions respectives.

Les dates d'observations de Gaia ne sont pas encore publiques, mais il est possible de retrouver les dates d'observations probables de la mission pour une étoile donnée via le *Gaia Observation Forecast Tool*^g. Celui-ci indique les temps où l'étoile était dans le champ d'observation de Gaia. La limite de cet outil est que toutes les observations de la mission n'ont pas forcément été prise en compte dans le ajustement à 5 paramètres, certaines d'entre-elles pouvant être de mauvaise qualité. De plus, plusieurs observations de la même étoile ont pu être effectuées lorsque l'étoile était dans le champ de Gaia. Les dates trouvées par cet outils ne correspondent donc pas nécessairement à l'ensemble des dates utilisées pour déterminer les $\mu_G^{\alpha^*,\delta}$.

Cette méthode permet de contraindre les paramètres suivants du compagnon : P , e , $M_c |\cos i|$, ω et Ω . Elle est en cela très complémentaire avec la méthode des vitesses radiales.

Hipparcos et Gaia ont chacun observé un très grand nombre d'étoiles, ce qui permet d'appliquer cette méthode quasi-systématiquement sur les étoiles que l'on étudie. Cependant, il existe des étoiles pour lesquelles les données d'au moins une de ces missions ne sont pas exploitables. Cela peut être le cas par exemple pour des étoiles brillantes qui saturent les instruments de Gaia ou pour celles dont la présence d'un compagnon a empêché la convergence du ajustement à 5 paramètres. On se réfère alors à des critères propres à chaque mission qui indiquent si les données de leur ajustement à 5 paramètres sont pertinents pour une étoile (comme le *F2* d'Hipparcos (ESA 1997) et le *RUWE* de Gaia (Hambly et al. 2018)^h, par exemple).

Cette méthode permet d'exploiter les données de la mission Gaia, dont les mesures individuelles ne sont pas publiques. Elle ne seront rendues publiques que lors de la quatrième phase de publication de données (DR4), attendue pour 2023 au plus tôt.

4.2.4 Technique des micro-lentilles gravitationnelles

Cette méthode repose sur la déformation relativiste des rayons lumineux par un corps massif. Lorsqu'un objet massif (la lentille) passe devant un objet de fond, la lumière de ce dernier est magnifiée, déviée et déformée en plusieurs images. C'est le phénomène de lentille gravitationnelle. Lorsque ces différentes images ne sont pas résolues (dû à la limitation instrumentale) on parle de micro-lentille gravitationnelle. Une planète peut aussi provoquer une micro-lentille gravitationnelle, qui sera plus brève et de plus faible amplitude.

Ainsi lorsqu'un système planétaire passe devant un objet lumineux on verra

g. <https://gaia.esac.esa.int/gost/>

h. https://gea.esac.esa.int/archive/documentation/GDR2/Gaia_archive/chap_datamodel/sec_dm_main_tables/ssec_dm_ruwe.html#ruwe-ruwe

une augmentation de la luminosité de celui-ci lors du passage de l'étoile hôte et une seconde augmentation lors du passage de sa planète (*cf.* Figure 1.15) Ces événements sont très rares, car ils requièrent des conditions d'alignement bien précises. Mais grâce au grand nombre d'étoiles dans la Galaxie on a pu observer nombreux de ces événements. On compte 119 exoplanètes détectées par cette méthode à ce jour.

Cette méthode sonde les séparations intermédiaires, avec un maximum de sensibilité à $\sim 2.85 \text{ au} (M_*/0.5 M_\odot)^{\frac{1}{2}}$. Elle permet l'étude des planètes géantes entre 1 et 10 au typiquement, ainsi que des planètes de la masse de Neptune lorsque leur séparation est proche de ce maximum de sensibilité. Par contre, l'inconvénient de cette méthode est qu'elle est non-reproductible, les événements sur lesquels elle repose étant uniques. De plus, l'instrumentation actuelle ne permet pas de confirmer les détections de cette méthode via d'autres méthodes. Les planètes détectées par cette technique ne peuvent donc ni être confirmées, ni être caractérisées. Enfin, cette méthode possède aussi un biais envers les étoiles situées proche du Centre Galactique, dû à la forte densité d'étoiles à cet endroit.

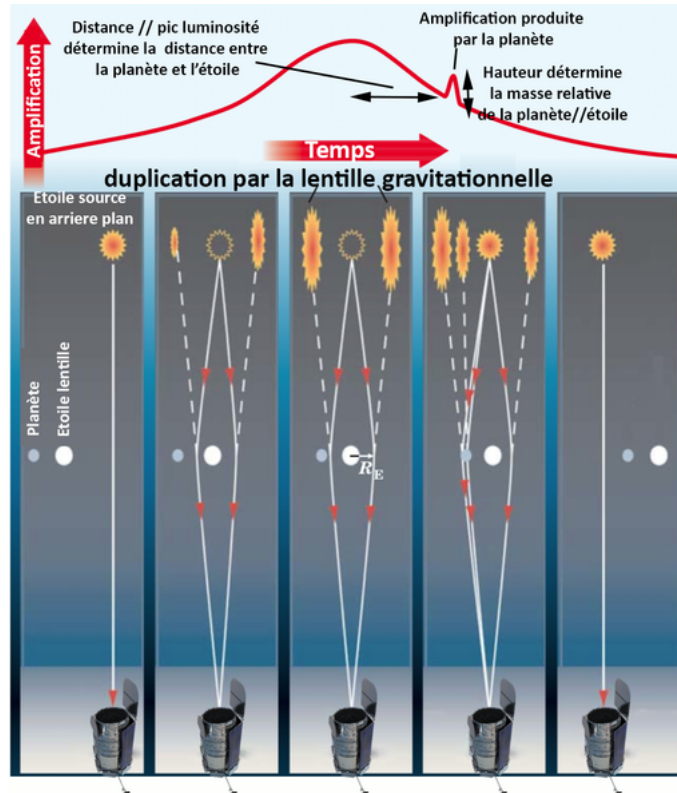


FIGURE 1.15 – Schéma d'une micro-lentille gravitationnelle provoquée par un système planétaire (Crédit : NASA).

4.3 Imagerie directe

Depuis 2005, il est possible de détecter directement des exoplanètes, c'est-à-dire de percevoir la lumière qu'elles émettent. Si cette méthode est arrivée plus tardivement que les autres c'est qu'elle demande réunir deux conditions :

- Une grande résolution angulaire, afin d’être capable de distinguer la planète de son étoile. La résolution angulaire doit être typiquement de 0.5 seconde d’arc ou moins afin d’être capable de distinguer une planète de demi grand-axe similaire à Jupiter à 10 pc de distance. Une telle résolution demande des télescopes de grandes tailles. Elle est en théorie accessible à la classe de télescopes de 8m (dont la limite de diffraction est de l’ordre de 20 mas dans le proche infrarouge) tels que les télescopes unitaires du VLT (Very Large Telescope) à l’observatoire de Paranal, les deux télescopes jumeaux du LBT (Large Binocular Telescope, Hill 1997), le télescope Subaru à Hawaii, les télescopes Gemini Nord et Sud ou les télescopes Keck I et II de l’Observatoire W. M. Keck. Cependant, à ce niveau de résolution, on se heurte à l’obstacle de la turbulence atmosphérique, qui dégrade la résolution accessible aux télescopes. L’imagerie au sol a donc recours à l’optique adaptative, basée sur l’emploi d’un senseur du front d’onde et de miroirs déformables, pour analyser et corriger la turbulence en temps réel.
- Une dynamique suffisamment élevée, afin de ne pas être ébloui par l’étoile. Le rapport entre le flux lumineux émis par l’étoile et celui émis par une planète sera typiquement de 10^9 à 10^6 selon la longueur d’onde. Or, comme les planètes sont en général froides (de l’ordre de 300 K dans le système solaire par exemple), elles émettent principalement dans l’infrarouge. On observe donc plutôt dans l’infrarouge afin de diminuer le contraste. Cela permet aussi de bénéficier d’une meilleure optique adaptative, car elle est plus performante dans cette gamme de longueur d’onde. Ensuite, afin d’améliorer le contraste, la lumière de l’étoile est cachée par un coronographe stellaire. Enfin, on observe des systèmes jeunes. En effet, les planètes ont emmagasiné de l’énergie lors de leur formation qu’elles émettront par rayonnement au cours des 10 à 50 premiers millions d’années de leur vie. Elles seront donc d’autant plus chaudes et lumineuses qu’elles seront jeunes.

L’imagerie directe sera d’autant plus sensible aux planètes massives, jeunes, loin de leur étoile et appartenant à un système proche. Actuellement, les meilleurs instruments pour cette méthode sont, côté européen SPHERE (Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch, Beuzit et al. (2008, 2019)) à l’UT1 du VLT à l’observatoire de Paranal au Chili, et côté américain GPI (Gemini Planet Imager, Macintosh et al. (2007); Macintosh (2014)) au télescope Gemini Nord à l’observatoire Gemini à Hawaii.

Des exemples d’images de planètes obtenues par cette méthode sont présentés sur la Figure 1.16.

Astrométrie relative

L’imagerie directe permet de mesurer la position relative du compagnon par rapport à son étoile, qu’on appelle astrométrie relative. La planète étant directement détectée, il n’est pas nécessaire d’observer une période entière du compagnon pour le confirmer, ce qui permet d’étudier des planètes à grandes périodes.

Initialement, la position du compagnon est mesurée par des coordonnées cylindriques (*sep*, *PA*). La séparation angulaire *sep* est mesurée par rapport à la position

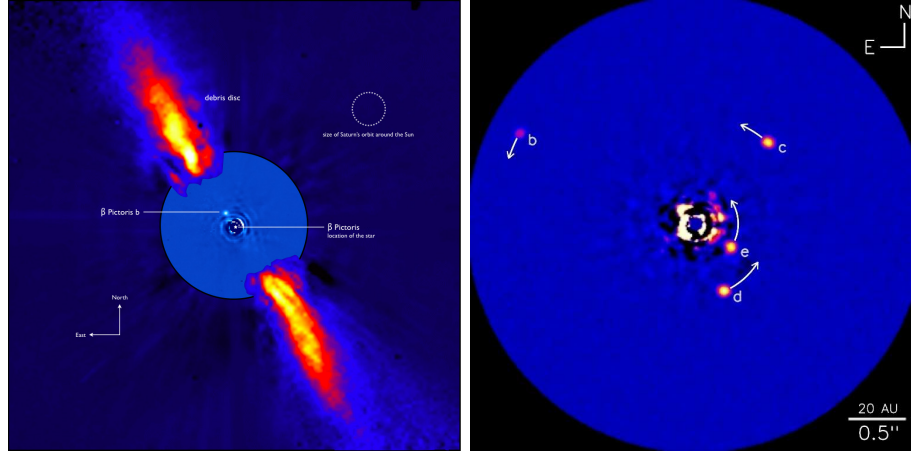


FIGURE 1.16 – *Gauche* : Image du système β Pictoris obtenue avec les instruments NaCo et ADONIS (Crédit : ESO/A.-M. Lagrange et al.). *Droite* : Image du système HR8799 obtenue à l’observatoire W. M. Keck (Crédit : NRC-HIA, Christian Marois, and the W.M. Keck Observatory)

de l’étoile, tandis que l’angle de position PA est mesurée par rapport à la direction du nord céleste. Ces coordonnées sont ensuite transformées en coordonnées cartésiennes (X, Y) en déclinaison et en ascension droite. Par convention l’ascension droite est associée aux Y et la déclinaison aux X . Pour la représentation de cette astrométrie relative, j’ai adopté la convention usuelle à l’IPAG, qui consiste à représenter les X (DEC) en ordonnées et les Y (RA) en abscisses. Cela permet de représenter les orbites telles que vue dans les instruments, avec le nord en haut et l’est à gauche.

On peut déterminer la position en astrométrie relative d’un compagnon pour un temps t à partir de ses paramètres orbitaux de la façon suivante :

La position du compagnon en coordonnées cartésiennes dans le référentiel du système vaut à un instant t :

$$\begin{aligned} R_x(t) &= a(\cos E(t) - e) \\ R_y(t) &= a\sqrt{1 - e^2} \sin E(t) \end{aligned}$$

Avec a le demi-grand axe, e l’excentricité et $E(t)$ l’anomalie excentrique. Cette dernière est obtenue par la résolution numérique de l’équation de Kepler :

$$E(t) - e \sin E(t) = M(t)$$

Avec $M(t) = \frac{2\pi}{P}(t - T_0)$ l’anomalie moyenne.

Il suffit ensuite de projeter cette position sur le ciel de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \alpha_c(t) &= R_x(t) * (\cos \omega * \sin \Omega + \sin \omega * \cos i * \cos \Omega) \\ &\quad + R_y(t) * (-\sin \omega * \sin \Omega + \cos \omega * \cos i * \cos \Omega) \\ \delta_c(t) &= R_x(t) * (\cos \omega * \cos \Omega - \sin \omega * \cos i * \sin \Omega) \\ &\quad + R_y(t) * (-\sin \omega * \cos \Omega - \cos \omega * \cos i * \sin \Omega) \end{aligned}$$

avec Ω la longitude du noeud ascendant et ω l’argument du périastre.

Cette méthode permet donc de contraindre indépendamment la période P et le demi-grand axe de l'orbite a . Ce qui permet de contraindre la masse de l'étoile hôte M_* . En effet la 3ème loi de Kepler relie période, demi-grand axe et masse de l'étoile hôte. En plus de cela seront contraints l'excentricité e , le temps au périastre T_0 et l'inclinaison i . Les angles ω et Ω peuvent être contraints, mais ils sont dégénérés entre eux. Les solutions (ω, Ω) et $(\omega + n\pi, \Omega + n\pi)$, avec n entier relatif, étant strictement équivalentes.

Un exemple d'astrométrie relative d'un système planétaire est présenté en Figure 1.17.

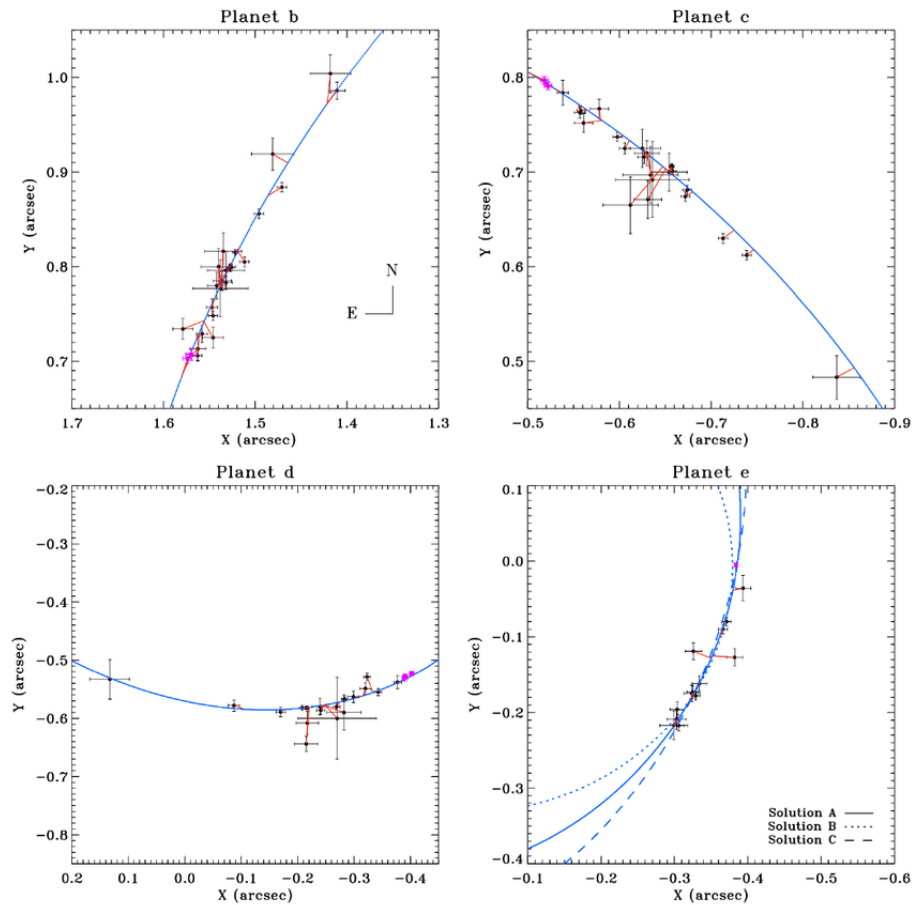


FIGURE 1.17 – Astrométrie relative des quatre planètes du système HR8799 obtenue par SPHERE (points violets) et par des instruments antérieurs (points noirs). Les modèles d'ajustement sont en bleu (Source : Zurlo et al. 2015).

Exploitation de la photométrie et du spectre du compagnon

L'imagerie directe permettant d'observer directement le compagnon, elle apporte de nombreuses informations supplémentaires sur celui-ci. D'une part, on peut obtenir la photométrie du compagnon et d'une autre part on peut obtenir un spectre basse résolution ($R \sim 50 - 5500$) de celui-ci.

La mesure de la masse M_c du compagnon se fait de manière indirecte, basée sur la comparaison de la photométrie ou de la spectroscopie du compagnon avec des

modèles. En effet, le compagnon a emmagasiné de l'énergie lors de sa formation et la diffuse ensuite à la manière d'un corps noir. Plus il sera massif, plus son énergie de formation sera élevée. Cette énergie dépend aussi de la formation du compagnon. On distingue le départ froid (*cold start*), où l'énergie de formation a été émise en grande partie durant celle-ci (Baraffe et al. 2003; Burrows et al. 1997; Mordasini et al. 2012), du départ chaud (*hot start*), où à l'inverse l'énergie n'a pas été émise (Marley et al. 2007; Mordasini et al. 2012). Entre ces deux extrêmes peut exister lieu un départ tiède (*warm start*), où l'énergie a été partiellement diffusée. Le compagnon perdra ensuite son énergie petit à petit par rayonnement (*cf* Figure 1.18). Donc plus il sera âgé, plus il sera froid, plus sa luminosité va baisser et le maximum d'émission sera à grande longueur d'onde. On peut donc en théorie déterminer la masse du compagnon à partir de sa luminosité et de son spectre si l'on connaît l'âge du système. Pour cela on utilise des relations masse-luminosité-âge basées sur des modèles d'évolution. Malheureusement, ces relations sont insuffisamment calibrées pour les compagnons sub-stellaires et jeunes. En effet, seuls 15 objets imagés de moins de 400 Ma et de masse inférieure à $200 M_{\text{Jup}}$ ont vu leur masse dynamique contrainte (Irwin et al. 2007; Guirado et al. 2006; Close et al. 2007; Dupuy et al. 2016; Dupuy & Liu 2017; Simon et al. 2017; Rodet et al. 2018; Stassun et al. 2006; Morales-Calderón et al. 2012; Sheehan et al. 2019; Lagrange et al. 2019; Nielsen et al. 2019c). Cela inclut seulement trois objets dans le domaine des naines brunes ($M_c \in [13; 80] M_{\text{Jup}}$, Stassun et al. (2006); Morales-Calderón et al. (2012)) et seulement deux dans le domaine planétaire : β Pic b et c (Lagrange et al. 2019; Nielsen et al. 2019c; Lagrange et al. 2020; Nowak et al. 2020). Les masses des planètes et naines brunes estimées à partir des modèles doivent donc être abordées avec précaution. Il serait extrêmement utile de déterminer la masse dynamique d'un maximum d'objets imagés dans ce domaine de masses et d'âges, afin de tester ces modèles.

5 La diversité des exoplanètes

Avant la découverte des premières exoplanètes, la vision des systèmes planétaires était assez simple et calquée sur l'exemple du système solaire : des planètes telluriques à l'intérieur du système et des planètes géantes gazeuses au-delà de la ligne des glaces de l'eau (distance au soleil au-delà de laquelle l'eau est stable sous forme de glace). Mais la découverte des exoplanètes a mis en évidence une grande diversité parmi les exoplanètes. La Fig. 1.19 présente cette diversité telle qu'observée à ce jour. Les différentes méthodes de détection ont mis en évidence l'existence de planètes à toutes les distances de leurs étoiles (de 0.001 à 10 000 au, contre 0.4 à 30 au pour le système solaire) et à toutes les masses (de la masse de Mercure à 13 fois la masse de Jupiter).

Dans les années 90, ont été mises en évidence grâce à la méthode des vitesses radiales et des transits ce que l'on appelle les Jupiter chaudes. Ce sont des planètes massives ($M \in [\sim 0.1; 13]M_{\text{Jup}}$) et orbitant très près de leur étoile ($P \in [1; 10]$ jours). Elles ont par conséquent une température très élevée (> 1000 K). Ces planètes ont un taux d'évaporation élevé (Guillot et al. 1996; Lammer et al. 2003; Ehrenreich & Désert 2011) et elles peuvent avoir un rayon plus élevé que leur congénères, à cause

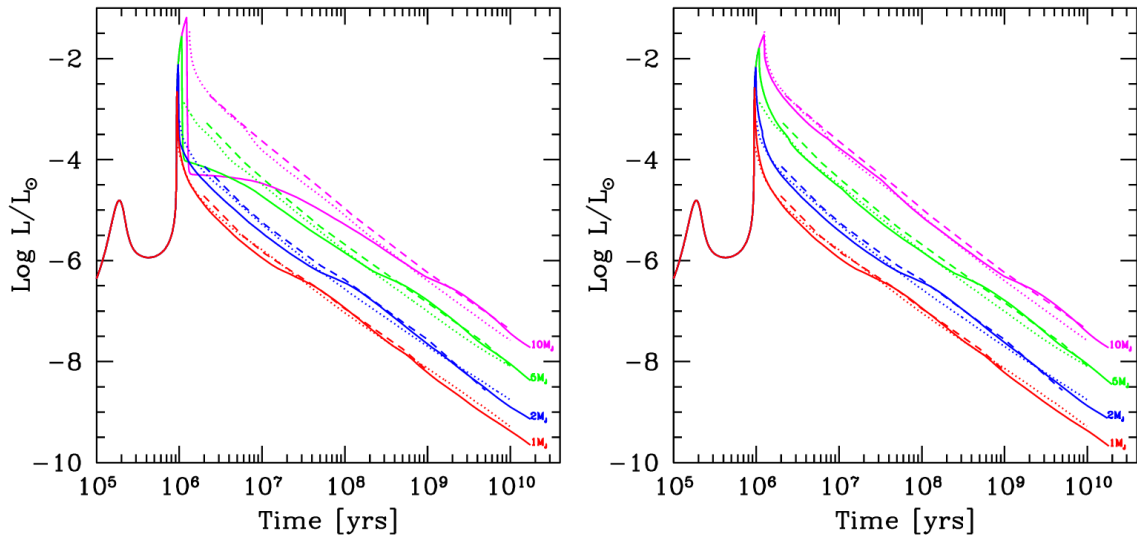


FIGURE 1.18 – Évolution temporelle de la luminosité d’une planète de 1, 2, 5 et $10 M_{\text{Jup}}$, pour un départ froid (*gauche*, la totalité de l’énergie de formation a été considérée comme perdue lors de celle-ci) et pour un départ chaud (*droite*, la totalité de l’énergie de formation a été considérée comme conservée), estimés par Mordasini et al. (2012) (lignes pleines). Ces résultats sont comparés à ceux obtenus par Burrows et al. (1997) (lignes en pointillés) et Baraffe et al. (2003) (lignes en tirets) en supposant un départ froid. Figure issue de (Mordasini et al. 2012)

de la dilatation thermique (Burrows et al. 2007; Fortney et al. 2007; Weiss et al. 2013). Elles sont alors dites enflées, c’est le cas par exemple des planètes WASP 20 b (Anderson et al. 2015) et HD 209458 b (Vidal-Madjar et al. 2003). Cette évaporation est principalement causée par le rayonnement haute énergie (EUV et rayon X) qui est émis essentiellement lors de leurs 100 premiers Ma pour les étoiles de type FGK (Jackson et al. 2012). L’évaporation peut être plus longue autour des naines M, dont la baisse de l’émission UV et X au cours du temps est plus progressive (Stelzer et al. 2013; Magaudda et al. 2020), avec une éventuelle chute d’émission située à plusieurs Ga (Magaudda et al. 2020). On a aussi découvert des planètes avec des périodes de révolution ultra-courtes ($P < 1$ jours, USPP). Ces planètes ne se sont pas formées aussi près de leur étoile, elles sont arrivées à ces faibles distances par migration durant leur formation (*cf* Section 3).

Ont été aussi observées des planètes de masses intermédiaires entre planètes telluriques et planètes gazeuses : les super-Terre ($M \in [1; 10]M_{\oplus}$). Ces planètes n’étant pas représentées dans le système solaire, leur nature est encore mal connue. Suivant leurs densités, elles peuvent être des planètes telluriques, des planètes océans (dont la surface est entièrement recouverte d’eau liquide) ou des mini-Neptune gazeuses.

Bien que presque toutes les masses soient représentées parmi les exoplanètes à courte période détectées à ce jour, on observe une absence de planètes de la masse de Neptune à faible distance de leurs étoiles ($a < 0.05$ au, $P < 2 - 4$ jours), c’est ce que l’on appelle le désert d’évaporation (ou désert des Neptune chauds). On observe pourtant des corps plus massifs à ces distances (Jupiter chaudes), ainsi que des

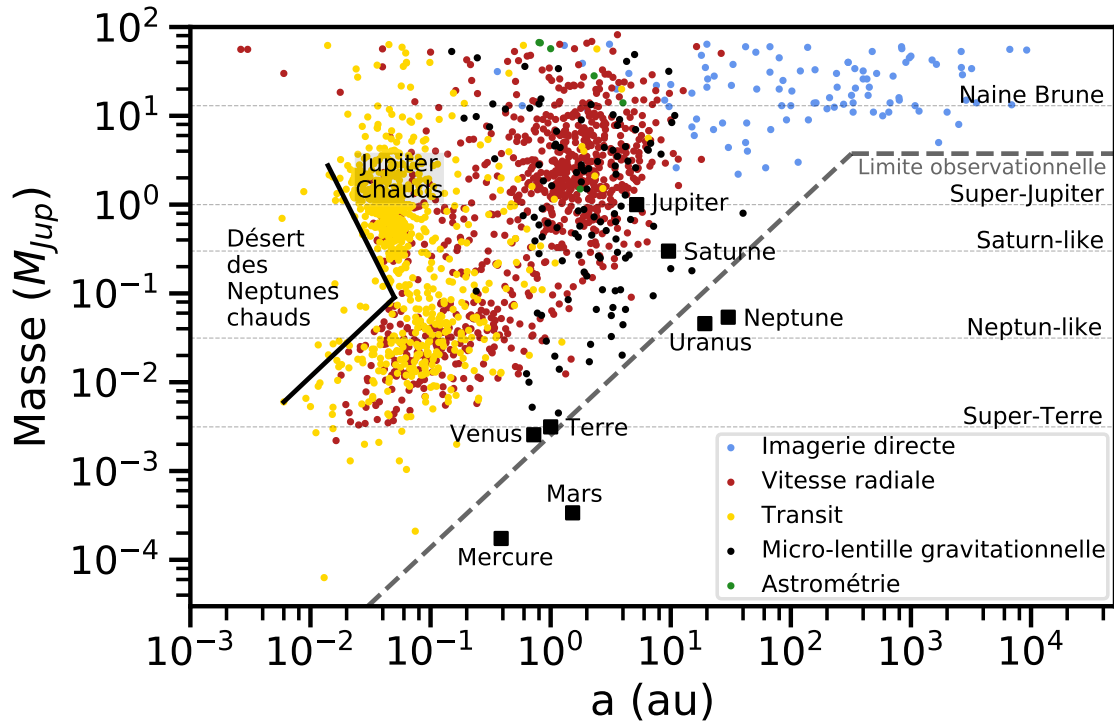


FIGURE 1.19 – Diagramme masse/demi-grand axe des exoplanètes et naines brunes dont la découverte est confirmée (ont été exclues les exoplanètes et naines brunes découvertes autour de pulsars). Source : exoplanet.eu.

moins massifs (super-Terre). Cela indique qu'il est possible d'avoir des planètes à de telles distances et que l'on a la sensibilité nécessaire pour découvrir de tels objets, écartant ainsi l'éventualité d'un biais observationnel. Il existe donc un phénomène empêchant la présence d'objets de masse intermédiaire entre les géantes et les super-Terre à faible séparation.

La partie inférieure de ce désert ($M_c < 0.2 M_{Jup}$) est expliquée par la photo-évaporation de l'atmosphère de ces planètes (Owen & Lai 2018; Owen & Wu 2017). Les planètes de la masse de Neptune voient leur atmosphère s'évaporer jusqu'à ce qu'il ne reste plus qu'une fine atmosphère, voire qu'il ne reste que leur coeur rocheux. Il ne reste alors qu'une super-Terre. De leur côté, les planètes les plus massives ne vont perdre qu'une petite fraction de leurs atmosphères. Cette dichotomie est expliquée par le fait que les planètes dont l'atmosphère représente moins de la moitié de leurs rayons (ce qui équivaut à une fraction de masse inférieure à 1%), voient leur rayon dominé par leur coeur. Leur rayon reste donc quasi-constant lorsque leur atmosphère s'évapore et l'énergie qu'elles reçoivent reste constante. Le temps caractéristique de l'évaporation de l'ensemble de leur atmosphère va diminuer avec le temps, devenant inférieur au temps d'émission de hautes énergies de leurs étoiles (~ 100 Ma). D'un autre côté, pour les planètes ayant une atmosphère qui représente plus de la moitié de leur rayon, ce dernier évolue plus vite que la masse de leurs atmosphères évolues. Ainsi, lors de leur évaporation, leur rayon diminue plus vite qu'elles ne perdent de la masse. L'énergie qu'elles reçoivent diminue avec le temps et le temps caractéristique de l'évaporation totale de leur atmosphère augmente et peut

devenir supérieur au temps d'émission de hautes énergies de leur étoile (~ 100 Ma).

La partie supérieure de ce désert ($M_c > 0.2 - 0.3M_{\text{Jup}}$) est expliquée par la destruction des planètes par effet de marées lors de leur circularisation (Owen & Lai 2018). L'interaction des planètes avec les autres objets de leur système (étoiles ou planètes) peut rendre leur orbite excentrique. D'un autre côté, les planètes proches de leur étoile subissent de fortes marées qui tendent à circulariser leur orbite. Cette circularisation fait diminuer leur demi-grand axe, ce qui peut leur faire franchir leur limite de Roche. La limite de Roche est le rayon autour de l'étoile en deçà duquel la force de cohésion de la planète est inférieure aux forces de marées. Un passage en dessous de cette limite entraîne la dislocation de la planète. La valeur de ce rayon dépend des caractéristiques de l'étoile et de la planète, notamment de la masse de cette dernière. Plus une planète est dense, plus sa force de cohésion est élevée et plus la limite de Roche lui étant associée est alors proche de l'étoile. Ainsi les planètes les plus massives (et par conséquent les plus denses) vont survivre à la circularisation de leur orbite contrairement aux planètes moins massives.

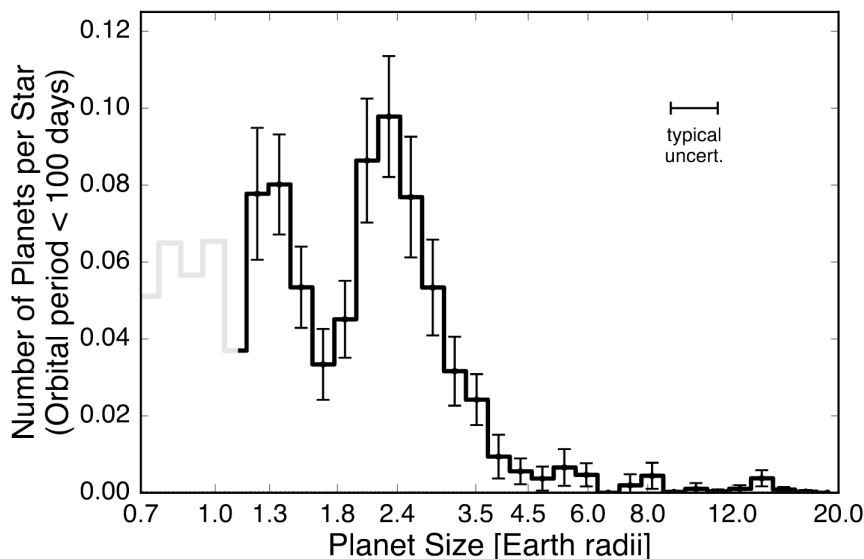


FIGURE 1.20 – Taux d'occurrence, en terme de nombre de planètes par étoile, en fonction du rayon pour les planètes de périodes inférieures à 100 jours. (Fulton et al. 2017).

Une autre dichotomie dans la population des exoplanètes est observée parmi celles de faibles périodes ($P < 100$ jours), on observe un déficit de planètes ayant un rayon entre 1.5 et $2R_{\oplus}$ (*cf* Fig. 1.20). Cela s'explique de la même façon que la limite inférieure du désert des Neptune chauds. Les planètes dont l'atmosphère représente moins de la moitié de leur rayon voient leur atmosphère soufflée par leur étoile, résultant en des planètes d'un rayon terrestre essentiellement rocheuses. D'un autre côté, les planètes ayant une plus grande atmosphère la conserveraient, résultant en des planètes de rayon au moins deux fois supérieur à celui de la Terre. Cette dichotomie marquerait la limite entre les super-Terre et les mini-Neptune pour les faibles périodes.

Enfin, on observe un déficit de ces exoplanètes de faibles périodes ($P < 100$ jours)

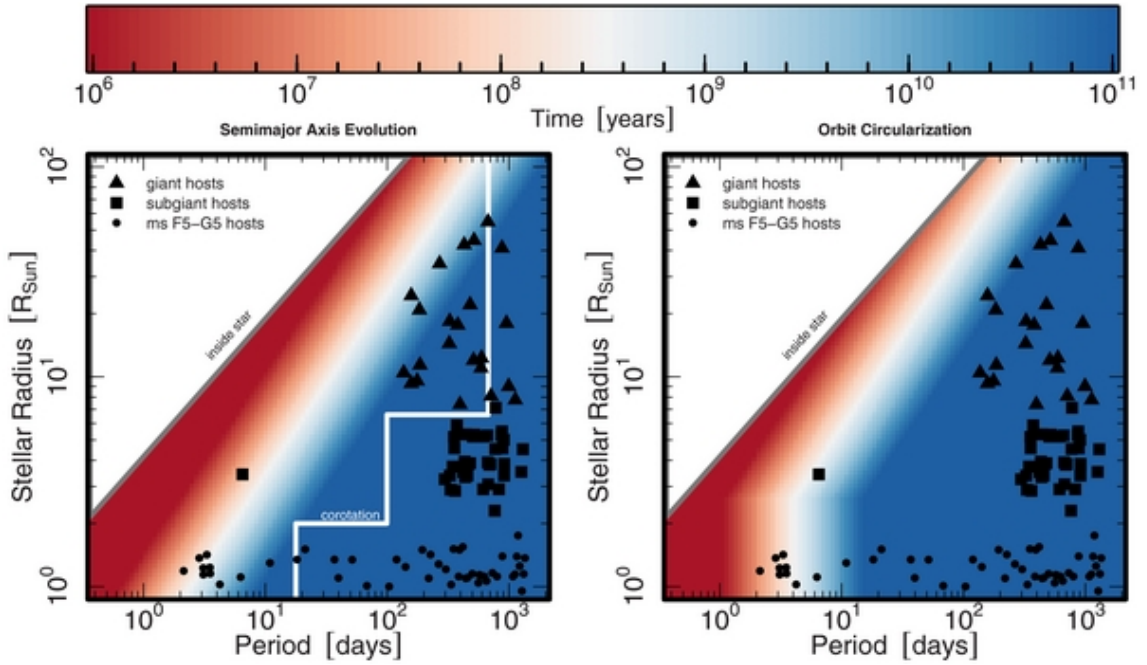


FIGURE 1.21 – Diagramme R_* , P des planètes détectées autour des étoiles de la séquence principale (*points*), des sous-géantes (*carrés*) et géantes (*triangles*). Le temps de migration par les forces de marées est présenté de façon croissante de rouge à bleu. (Schlaufman & Winn 2013).

autour des étoiles massives évoluées (sous-géantes et géantes, *cf* Fig. 1.21). Il a été montré que ce déficit ne venait pas de la formation de ces planètes, mais de leur destruction (Schlaufman & Winn 2013). L'explication est similaire à celle de la limite supérieure du désert des Neptune chauds, les planètes proches de leurs étoiles migrent à cause des marées jusqu'à leur destruction. Ce temps de migration est d'autant plus court que l'étoile hôte est massive, les forces de marées étant plus fortes. Ainsi ces planètes ne survivent pas assez longtemps pour voir le stade de géante de leurs étoiles hôtes.

La Fig. 1.19 met aussi en évidence les limites des différentes méthodes de détection de compagnons substellaires et de leurs complémentarités. La méthode des transits a permis la découverte des planètes à faibles séparations (typiquement $\lesssim 0.3$ au, mais allant jusqu'à 6.5 au), tandis que la méthode des vitesses radiales a permis la découverte allant des faibles séparations aux séparations typiques du système solaire (typiquement $\lesssim 6$ au, mais allant jusqu'à 26 au). La limite supérieure des séparations des planètes détectées augmente avec le temps, les bases de temps d'observation augmentant de même. L'imagerie directe a quant à elle permis la détection de planètes géantes (typiquement $> 4 M_{\text{Jup}}$) à plus grandes séparations (typiquement $\gtrsim 9$ au). La méthode d'astrométrie est de son côté sensible aux séparations intermédiaires, tout comme la méthode des micro-lentilles gravitationnelles (essentiellement entre 0.5 et 9 au, mais avec des extrêmes allant de 0.2 au à 40 au). Toutes ces méthodes sont donc complémentaires et permettent de sonder les exoplanètes pour toutes les séparations.

Méthode	Paramètres
Vitesses radiales	$P, T_0, e, \phi, M_c \sin i^i$
Transit	$P, \frac{R_c}{R_*}, i$
Astrométrie	$P, T_0, e, i, \omega, \Omega, M_c, M_*$
Astrométrie (vitesses propres)	$P, T_0, e, i, \omega, \Omega, M_c \cos i $
Micro-lentille gravitationnelles	a, M_c
Imagerie directe	$P, T_0, e, i, \omega, \Omega, M_c^j, M_*$

TABLE 1.1 – Récapitulatifs des paramètres de la planète et de l'étoile pouvant être déterminés par les différentes méthodes de détection d'exoplanètes.

On observe cependant l'absence de détection d'exoplanète de masse inférieure à $3M_{\text{Jup}}$ et de période supérieure à celle de Jupiter. Il s'agit d'un biais observationnel. Ces planètes sont trop peu massives et donc trop peu lumineuses pour être détectées par imagerie directe et elles ont une période trop grande pour les méthodes indirectes (dont la base de temps n'excède pas les 25 ans). Ce trou sera comblé grâce à l'augmentation de la base de temps d'observation des méthodes indirectes au fil du temps, conjointement à l'amélioration de l'imagerie haut contraste (télescopes plus grands, meilleurs instruments atteignant un meilleur contraste etc.). Il sera aussi en partie comblé par Gaia et par le couplage des différentes méthodes de détection. Pour les séparations inférieures à celle de Jupiter on observe une limite basse de la détection d'exoplanètes qui croît avec la séparation. Il s'agit aussi d'un biais observationnel. Les planètes de faible masse et de grande séparation sont particulièrement difficiles à détecter par les méthodes indirectes. Le niveau de signal sur bruit du signal planétaire étant trop faible. L'amélioration des instruments augmentant la précision des mesures et réduisant le bruit instrumental, couplé à une meilleure compréhension du bruit d'origine stellaire permettra la découverte de ces planètes.

On note qu'à ce jour, dans le système solaire, seule Jupiter connaît des jumelles en (M_c, a) parmi les exoplanètes détectées, tandis que Saturne, la Terre et Vénus ne connaissent que quelques analogues.

En plus de cette complémentarité sur la séparation et la masse sondée, chaque méthode sonde un espace de paramètres particulier (*cf* Table 1.1) et la combinaison de plusieurs techniques sur un même objet permet d'accéder à des données inaccessibles aux différentes techniques prises individuellement. Par exemple, coupler la méthode des transits avec celle des vitesses radiales permet de déduire la masse réelle de l'objet (les vitesses radiales donnant le $M_c \sin i$ et les transits contraignant l'inclinaison i). Cela permet ensuite de déduire la densité moyenne de l'objet à partir de sa masse et de son rayon. La densité moyenne permettant alors de contraindre la composition interne de la planète. Combiner des méthodes contraignant la masse minimale du compagnon, comme les vitesses radiales ou l'astrométrie par exemple, avec une méthode contraignant l'inclinaison comme l'imagerie directe permet aussi d'obtenir la masse dynamique de la planète.

i. Ce paramètre peut être contraint si la masse de l'étoile hôte est connue.

j. La masse estimée en imagerie directe dépend du modèle choisi pour l'estimer.

Il y a donc deux intérêts à coupler les différentes techniques de détection d'exoplanètes. D'une part, leur complémentarité dans l'espace de paramètres sondé permet d'obtenir des informations uniques et d'autre part, leur complémentarité dans les périodes et masses sondées permet d'avoir une exploration plus exhaustive des exoplanètes.

6 La statistique des exoplanètes

La recherche à grande échelle d'exoplanètes et la découverte de milliers d'entre elles permet l'analyse statistique de celles-ci. Je décrirai ici les principales méthodes utilisées dans ce champ d'études. Leur socle commun est d'effectuer des campagnes de mesures (que je désignerais par la suite relevés) sur un grand nombre d'étoiles en y appliquant une méthode de recherche de planètes identique pour chacune d'entre elles, couplé à la détermination de limites de détection.

6.1 Limites de détection

Comme son nom l'indique, une limite de détection indique une limite en deçà de laquelle une planète n'est pas détectable pour une étoile donnée compte tenu des données disponibles pour celle-ci. Cependant, ce terme de limite de détection peut aussi être utilisé pour désigner une limite d'exclusion, limite au-delà de laquelle une planète est exclue par les données. La détermination de limites de détection est importante dans l'étude statistique des exoplanètes, car elle permet de déterminer les limites observationnelles pour une étoile et par conséquent, les limites de l'analyse statistique. Pour les calculer, on détermine la valeur minimale que doit avoir le paramètre θ d'une planète pour que celle-ci soit détectable pour une étoile et un jeu de données, en fonction de la séparation (P , a ou séparation angulaire). Où θ est le paramètre caractérisant l'amplitude du signal planétaire ($M_c \sin i$ en vitesses radiales, R_c en transit etc.). La limite de détection est exprimée dans le paramètre qui caractérise l'amplitude du signal planétaire ($M_c \sin i$ en vitesses radiales, R_c en transit etc.) en fonction de la séparation (P , a ou séparation angulaire). Des exemples de limites de détection sont présentés sur la Figure 1.22.

6.2 Étude de la fonction de distribution des exoplanètes

Une étude des exoplanètes à grande échelle consiste à étudier la fonction de distribution des différentes populations d'exoplanètes. Cette fonction relie le nombre d'exoplanètes d'une population en fonction de certains paramètres, comme leurs masses et leurs séparations par exemple. Les différentes populations d'exoplanètes ne sont pas encore toutes identifiées. L'étude des fonctions de distribution permet à la fois de les distinguer et de les caractériser.

Pour cela, on modélise une fonction de distribution d'une population d'exoplanètes $\frac{d^n N_{pl}}{d\{\theta\}}$, où $\{\theta\}$ est un jeu de n paramètres dont cette distribution est susceptible de dépendre. L'intégration de cette fonction sur l'ensemble de l'espace des paramètres $\{\theta\}$ permet d'obtenir N_{pl} , le nombre théorique d'étoiles comportant une planète dans

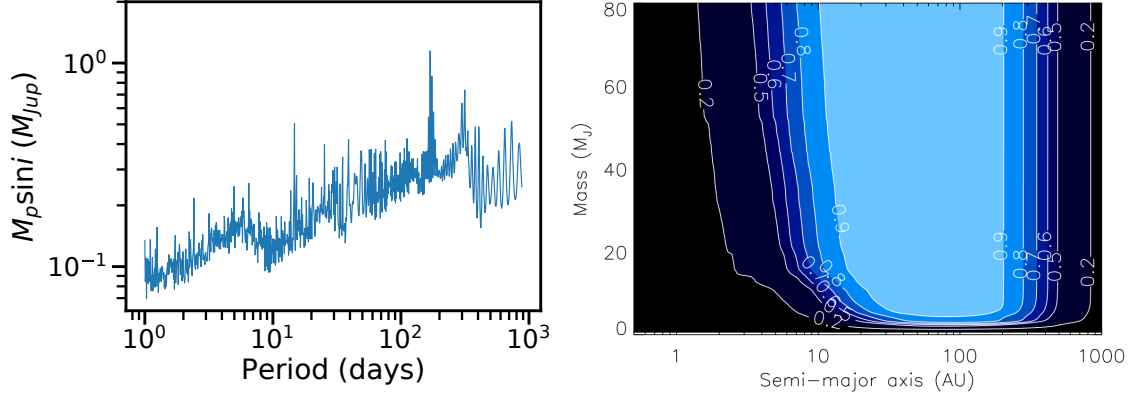


FIGURE 1.22 – Exemples de limites de détection. *Gauche* : limite de détection obtenue en vitesses radiales avec la méthode *Lower Power Analysis* (Meunier et al. 2012; Borgniet et al. 2017). *Gauche* : limites de détection obtenues en imagerie directe avec l’outil MESS (Bonavita et al. 2012). Source : Lannier et al. (2016).

cet espace de paramètres et dans un échantillon donné. On suppose que les fonctions de distribution ont la forme d’une loi de puissance :

$$\frac{d^n N_{pl}}{d\{\theta\}} = Cte \prod_i X_i^{\alpha_i}$$

Où $X_i \in \theta$ et α_i est la puissance correspondante au paramètre X_i .

Tous les paramètres dont peut dépendre une fonction de distribution des exoplanètes ne sont pas encore identifiés, mais on utilise généralement : la masse de la planète M_c , sa séparation (P ou a), son excentricité e , la masse de l’étoile hôte M_* et sa métallicité $\frac{Fe}{H}$ (Clanton & Gaudi 2014).

En confrontant N_{pl} au nombre n_{det} d’étoiles comportant une planète dans un échantillon, on peut contraindre cette fonction de distribution et plus particulièrement les α_i . Si α_i est non-nul, alors la distribution des planètes dépend du paramètre X_i , positivement ou négativement, selon le signe d’ α_i et plus ou moins fortement suivant sa valeur absolue.

Cependant, les méthodes de détection ne sont pas parfaites et certaines planètes peuvent ne pas avoir été détectées lors d’une campagne d’observations. La détectabilité dépend de certains paramètres β qui appartiennent à l’ensemble de paramètres θ ou qui en dépendent.

On a au final :

$$N_{pl,obs} = \int_{\beta_0} d\beta_0 \int_{\beta_1} d\beta_1 \dots \int_{\beta_k} d\beta_k \frac{d^n N_{pl}}{d\{\beta\}} \times \prod_{j=0}^k \Phi(\beta_j)$$

Où $\Phi(\beta_j)$ est la fonction d’efficacité du paramètre β_j et où :

$$\frac{d^k N_{pl}}{d\{\beta\}} = \int_{\theta_0} d\theta_0 \int_{\theta_{\theta_1}} d\theta_1 \dots \int_{\theta_k} d\theta_k \frac{d^n N_{pl}}{d\{\theta\}} \times \prod_{j=0}^k \delta(\beta_j(\{\theta\}) - \beta')$$

Cette étude des fonctions de distribution nécessite des n_{det} élevés, car il est difficile de contraindre un modèle à partir d'un signal faible. Elle est applicable de nos jours, car un grand nombre d'étoiles ont été observées et jusqu'à des centaines de planètes ont pu être découvertes avec le même instrument et la même technique.

6.3 Estimation du taux d'occurrence des exoplanètes

Une autre étude statistique des exoplanètes consiste à estimer le taux d'occurrence des exoplanètes et son éventuelle relation avec les paramètres des étoiles hôtes (masses, métallicités, âges etc.). Le terme de taux d'occurrence peut être utilisé de deux façons. D'une part, il peut désigner le nombre de planètes de paramètres θ par étoile et d'autre part, il peut désigner la probabilité qu'a une étoile d'avoir au moins une planète de paramètre θ . Pour cette seconde convention, les planètes d'un système sont envisagées indépendamment les unes des autres, les effets d'exclusion mutuelle ne sont pas intégrés. Dans ce manuscrit de thèse, j'utiliserai cette seconde définition. En général, on subdivise l'espace des paramètres sondés en boîtes afin d'estimer le taux d'occurrence dans celles-ci. Ces subdivisions sont en général faites sur la masse ou le rayon du compagnon, afin de distinguer les différents types de compagnons et en période ou séparation. Il existe plusieurs méthodes pour estimer ces taux d'occurrence.

Notamment, il existe la méthode que je nommerai "méthode binomiale" (Howard et al. 2010; Borgniet et al. 2017). Pour cette méthode, on considère que la probabilité qu'une étoile ait au moins une planète de paramètres θ suit une loi de Bernoulli de probabilité $f(\theta)$, où $f(\theta)$ est le taux d'occurrence des planètes de paramètres θ . On a donc une probabilité $f(\theta)$ qu'une étoile possède de telles planètes et une probabilité de $1 - f(\theta)$ qu'une étoile n'en possède pas. Cette méthode ayant été élaborée pour la méthode des vitesses radiales on a : $\theta = (P, M_c \sin i)$. Ainsi le nombre n_p d'étoiles ayant au moins une planète de paramètre θ dans un échantillon N suit une loi binomiale. La densité probabilité de cette loi est :

$$P(N, n_p, f(\theta)) = \binom{N}{n_p} f(\theta)^{n_p} (1 - f(\theta))^{N - n_p}$$

Un exemple cette densité probabilité est présenté sur la Fig. 1.23.

Lorsque l'on effectue une campagne d'observations à la recherche de planètes, on effectue cette épreuve binomiale sur N étoiles. On y obtient $n_p = n_{det}$ étoiles avec au moins une planète détectée et l'on souhaite déterminer le $f(\theta)$ correspondant. Pour cela, on regarde l'abscisse du maximum de la densité de probabilité $P(N, n_{det}, f(\theta))$. En effet, le véritable taux d'occurrence $f(\theta)$ est plus probablement proche de cette valeur (Figure 1.23). On estime les barres d'erreurs à 1σ (2σ) correspondant à ce taux d'occurrence à partir des limites de l'intervalle centré autour du maximum de la distribution englobant 68.27% (95.45%) de la celle-ci.

Dans la réalité, toutes les planètes dans un intervalle de paramètres θ ne sont pas détectables. Un nombre n_{miss} de planètes ont pu ne pas être détectées, soit parce que l'amplitude de leurs signaux sont en dessous du seuil de détection, soit à cause d'un mauvais échantillonnage de leurs périodes. Dans ce cas $n_{det} < n_p$ et le taux

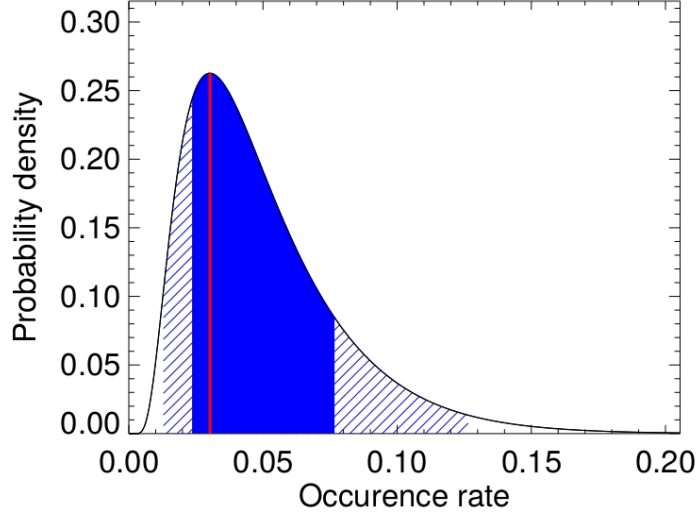


FIGURE 1.23 – Densité de probabilité d’une loi binomiale pour un N et n_p donné. Le maximum est présenté avec une ligne rouge, l’intervalle à 1σ est présenté en bleu et l’intervalle à 2σ est présenté en hachure bleu. (Borgniet et al. 2017)

d’occurrence sera sous-estimé. Il faut par conséquent corriger les taux d’occurrence estimés, pour prendre en compte ce cela.

L’estimation de ce n_{miss} se fait à partir des limites de détection des étoiles de la campagne d’observations. Pour cela, on calcule d’abord la complétude (*search completeness*) C dans l’intervalle $(P, M_c \sin i)$ étudié. On a pour chaque période p et chaque masse $m_p \sin i$ dans l’intervalle $(P, M_c \sin i)$:

$$C = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta_i$$

Où, pour chaque étoile i pour laquelle aucune planète n’a été détectée dans l’intervalle $(M_c \sin i, P)$ on a :

- $\delta_i = 1$ si le $m_p \sin i$ est supérieur à la limite de détection pour cette période p ;
- $\delta_i = 0$ sinon.

Cette complétude représente la fraction d’étoiles pour lesquelles une planète de masse $m_p \sin i$ et de période p est exclue.

On calcule ensuite la fonction de complétude (*search completeness function*) :

$$C_D = \frac{\sum_{P_1}^{P_2} \sum_{m_{p1} \sin i}^{m_{p2} \sin i} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta_i \text{d}p \text{d}(m_p \sin i)}{\sum_{P_1}^{P_2} \sum_{m_{p1} \sin i}^{m_{p2} \sin i} \text{d}p \text{d}(m_p \sin i)} = \frac{\sum_{P_1}^{P_2} \sum_{m_{p1} \sin i}^{m_{p2} \sin i} C \text{d}p \text{d}(m_p \sin i)}{\sum_{P_1}^{P_2} \sum_{m_{p1} \sin i}^{m_{p2} \sin i} \text{d}p \text{d}(m_p \sin i)}$$

Où P_1 , $m_{p1} \sin i$ et P_2 , $m_{p2} \sin i$ sont les bornes inférieures et supérieures de l’intervalle $(P, M_c \sin i)$ étudié. Cette fonction de complétude permet d’estimer à quel point l’espace de paramètres est bien sondé. Elle vaut 100% si toute planète est détectable et 0% si aucune ne l’est.

On a alors pour cet intervalle $(P, M_c \sin i)$:

- $n_{miss} = n_{det}(\frac{1}{C_D} - 1)$ si $n_{det} \geq 1$;
- $n'_{miss} = \frac{1}{C_D} - 1$ si $n_{det} = 0$ et $C_D \ll 100\%$.

Au final on corrige le taux d'occurrence estimé la façon suivante : $f_{corr}(P, M_c \sin i) = f(P, M_c \sin i) \times \frac{n_{det} - n_{miss}}{n_{det}}$. On applique la même correction aux barres d'erreur.

Si $n_{det} = 0$, on ne peut déterminer de taux d'occurrence, mais on peut estimer une limite supérieure à celui-ci. En effet, le taux d'occurrence sachant que moins d'une planète a été observée est nécessairement inférieur au taux d'occurrence sachant qu'une planète a été observé. La limite supérieure du taux d'occurrence est donc le taux d'occurrence pour $n_{det} = 1$.

Cette méthode est pertinente quand le nombre de planètes détectées est faible, voir nul. Cependant, il est difficile d'étudier la dépendance du taux d'occurrence des planètes en fonction de certains paramètres.

Une autre méthode de détermination de taux d'occurrence décrite par Mayor et al. (2011) consiste simplement à calculer la fraction $\frac{n_{det}}{N_*}$, auquel on corrige l'effet de l'incomplétude de la campagne d'observations. En effet, à cause de celle-ci, des planètes ont put être manquées et l'on a donc $n_{det} = n_p * C$, avec C la complétude.

On calcule alors les taux d'occurrence de la façon suivante : $f(\theta) = \frac{1}{N} \sum_j^{n_{det}} \frac{1}{C(\theta)}$. L'incertitude de ce taux d'occurrence est estimée à : $\Delta f(\theta) = \sqrt{n_{det}(\theta)}$, avec $n_{det}(\theta)$ le nombre d'étoiles ayant au moins une planète détectée avec les paramètres θ (Fernandes et al. 2019). Cette méthode ne peut pas s'appliquer quand $n_{det} = 0$.

6.4 Résultats de l'application de ces études statistiques

Les études statistiques sur les exoplanètes n'ont pas été homogènes envers le type spectral des étoiles hôtes étudiées.

Les plus étudiées sont celles de type solaire ou proche (FGK), de par leurs similitudes avec le Soleil et parce qu'elles sont assez nombreuses et assez brillantes.

De leur côté, les étoiles de type A à F sont peu nombreuses et très brillantes, pouvant saturer les instruments. De plus, elles présentent un fort $V \sin i$, ainsi qu'un faible de nombre de raies spectrales, les rendant difficiles à étudier en vitesses radiales. Leur grand rayon rend aussi la détection de planètes plus difficile en transit.

Les étoiles de type M sont quant à elles des cibles de choix pour la recherche de planètes, car en plus de représenter la majorité des étoiles de la Galaxie, leurs faibles tailles et leurs faibles masses facilitent la détection de compagnons, notamment ceux de faibles masses, en vitesses radiales et en transit. Cependant, elles restent mal caractérisées, notamment en ce qui concerne leur cycle magnétique. Leur faible luminosité et leurs particularités, comme leur grand nombre de raies, nécessitent des études spécifiques à celles-ci.

Malgré cette nécessité d'études spécifiques pour chaque type spectral, de nombreux résultats statistiques ont émergé.

Géantes : super-Jupiter, Saturn-like et Neptune-like

Deux corrélations sont clairement établies entre la distribution des exoplanètes géantes et les paramètres de leurs étoiles hôtes. D'une part, la corrélation est positive avec la métallicité de l'étoile. Cela a été observé pour les étoiles de type FGK de la séquence principale (Fischer & Valenti 2005; Santos et al. 2005), pour les naines M (Montet et al. 2014), ainsi que pour les étoiles géantes (Johnson et al. 2010; Jones et al. 2016). D'autre part, la corrélation est positive avec la masse de l'étoile M_* . Cela a été observé pour les étoiles évoluées en vitesses radiales (Bowler et al. 2009; Johnson et al. 2010; Jones et al. 2016) (*cf* Figure 1.24), ainsi que pour les planètes à grande séparations en imagerie directe (Lannier et al. 2016; Baron et al. 2019; Nielsen et al. 2019a). Ces deux corrélations sont en accord avec les prédictions des modèles d'accrétion de coeur (Kennedy & Kenyon 2008), une abondance de matériaux denses facilite l'accrétion et les étoiles massives sont accompagnées de disques massifs, impliquant plus de matériaux à accrérer.

Ensuite, la fonction de distribution des planètes a été montrée comme décroissante en fonction de la masse de la planète M_c , pour toutes les séparations (*cf* Fig. 1.25).

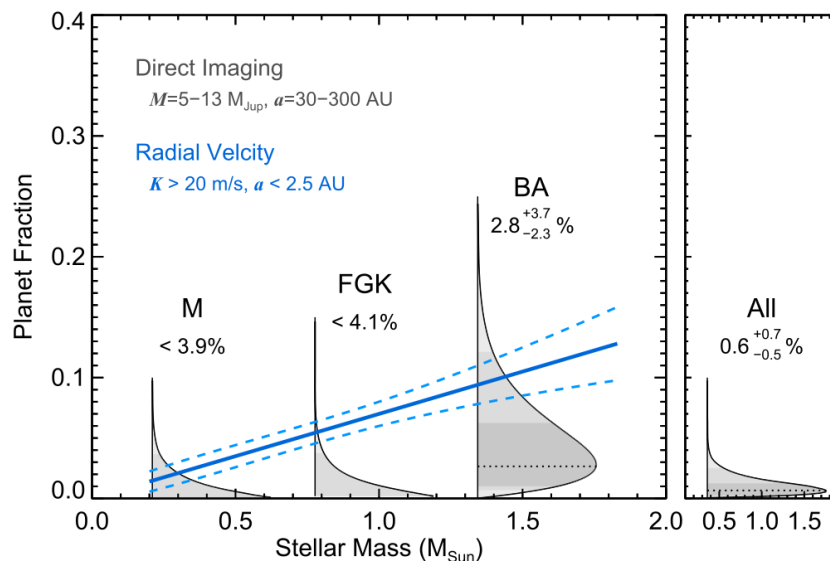


FIGURE 1.24 – Taux d’occurrence, en fonction de la masse de l’étoile hôte M_* , en vitesses radiales (*bleu*) et en imagerie directe (*gris*). Figure issue de Bowler (2016).

Bien que les Jupiter chaudes représentent un cinquième des planètes découvertes à ce jour autour des étoiles de type G à M de la séquence principale (Wright et al. 2012), elles restent néanmoins rares autour de celles-ci, avec un taux d’occurrence, pour les plus massives d’entre-elles ($M_c \in [1; 13]M_{Jup}$), de l’ordre de 0.5 – 1% avec une incertitude de l’ordre de quelques fractions de pour cent, que ce soit avec la méthode des vitesses radiales (Marcy et al. 2005; Cumming et al. 2008) ou celle des transits (Howard et al. 2012; Gould et al. 2006) (*cf* Figure 1.26a). Cette sur-représentation des Jupiter chaudes vient de leur facilité à être détectées. Le taux d’occurrence de ces planètes autour des étoiles de type AF ne connaît qu’une limite supérieure estimée à 1.5% (Borgniet et al. 2019).

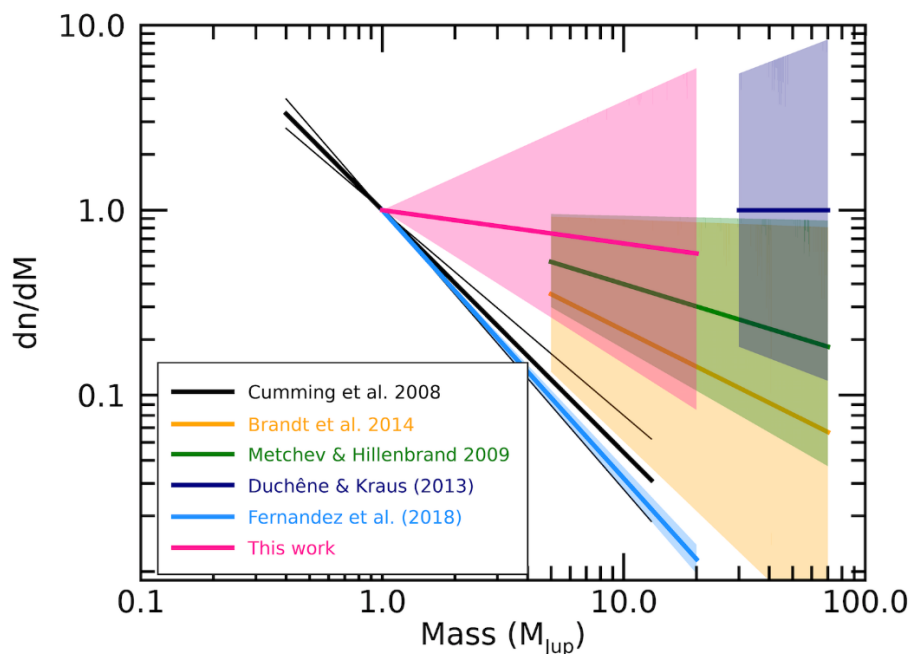


FIGURE 1.25 – Pentes des fonctions de distribution de masses des planètes déterminées en vitesses radiales (Cumming et al. 2008; Fernandez et al. 2019), des planètes géantes en imagerie directe (*rose*, Baron et al. (2019)), des naines brunes en imagerie directe (Metchev & Hillenbrand 2009; Brandt et al. 2014) et des compagnons stellaires (Duchêne & Kraus 2013). Figure issue de Baron et al. (2019).

Le taux d’occurrence des Jupiter chaudes au sens large ($M_c \in [\sim 0.1; 13]M_{\text{Jup}}$, $P \in [1; 10]$ jours) sont du même ordre de grandeur autour des FGK (*cf* Figure 1.26b), toutes méthodes de détection confondues (Naef et al. 2005; Cumming et al. 2008; Mayor et al. 2011; Wright et al. 2012), de même qu’autour des étoiles M avec la méthode des vitesses radiales (Bonfils et al. 2013).

Les planètes géantes ($M_c \in [\sim 0.1; 13]M_{\text{Jup}}$) de séparations plus élevées sont légèrement plus fréquentes. Leur taux d’occurrence est estimé via la méthode des vitesses radiales à $6.2_{-1.6}^{+2.8}\%$ entre 3 et 7 au et autour des étoiles de type solaire (Wittenmyer et al. 2016). Et celui des super-Jupiters ($M_c \in [1; 13]M_{\text{Jup}}$) est estimé via cette méthode à $3.1_{-0.9}^{+2.4}\%$ entre 100 et 1000 jours de période et autour des étoiles AF (Borgniet et al. 2019).

Le taux d’occurrence de l’ensemble des super-Jupiters de séparations courtes à intermédiaire est du même ordre de grandeur. Santerne et al. (2016) l’estime par la méthode des transits à $4.6 \pm 0.6\%$ pour les périodes inférieures à 400 jours pour les étoiles FK. En vitesses radiales, il est estimé pour les étoiles de type FGK à $4.3 \pm 1\%$ pour les périodes inférieures à 1022 jours et à $6.2 \pm 1.2\%$ pour les périodes inférieures à 4800 jours (5 au, Cumming et al. (2008)). Pour les étoiles de type AF, il est estimé à $2.5_{-0.7}^{+2.0}\%$ pour les périodes inférieures à 1000 jours (Borgniet et al. 2019). Pour les étoiles M, il est estimé à $6.5 \pm 3\%$ avec la méthode des vitesses radiales et pour les séparations inférieures à 20 au (Montet et al. 2014), ainsi qu’à $2.9_{-1.5}^{+1.3}\%$ par la méthode des micro-lentilles gravitationnelles, pour les périodes inférieures à 1000 jours (2 au, Clanton & Gaudi (2014)).

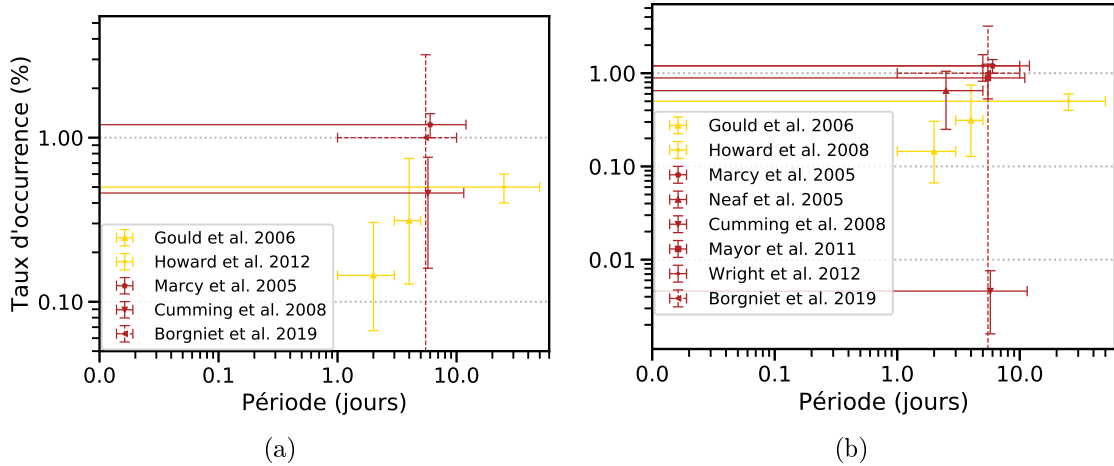


FIGURE 1.26 – (a) Taux d’occurrence des Jupiter chaudes massives ($M_c \in [1; 13] M_{Jup}$, $P \in [1; 10]$ jours). (a) Taux d’occurrence des Jupiter chaudes ($M_c \in [\sim 0.1; 13] M_{Jup}$, $P \in [1; 10]$ jours). Les taux d’occurrence estimés par la méthode des transits sont présentés en jaune et ceux estimés par la méthode des vitesses radiales en rouge. Les taux d’occurrence estimés autour des étoiles de type FGK sont présentés avec des lignes pleines et ceux estimés autour des étoiles de type AF sont présentés par des lignes en tirets. Ces taux d’occurrence ont été estimés par Gould et al. (2006); Howard et al. (2012); Marcy et al. (2005); Naef et al. (2005); Cumming et al. (2008); Mayor et al. (2011); Wright et al. (2012); Borgniet et al. (2017).

Pour les planètes plus massives que Saturne ($> 0.3 M_{Jup}$) et de séparations inférieures à 2.5 au ($\Leftrightarrow 4$ a), le taux d’occurrence est estimé à $3.4^{+2.2}_{-0.9}\%$ par la méthode des vitesses radiales pour tous types d’étoiles (Johnson et al. 2010), et entre $6.7 \pm 1.2\%$ et $8.5 \pm 1.3\%$ pour les FGK (Cumming et al. 2008). Quant aux planètes plus massives que $30 M_{\oplus}$ et de période entre 1 et 1000 jours (2.7 a) autour des naines M, leur taux d’occurrence est estimé à $15^{+6}_{-7}\%$ par la méthode des micro-lentilles gravitationnelles.

Les planètes géantes à grandes séparations (> 5 au) vues en imagerie directe sont connues pour avoir un taux d’occurrence faible. Les taux d’occurrence estimés vont du pour cent à une dizaine de pour cent suivant la plage de masse, de période et de type spectral des étoiles hôtes pris en compte (*cf* Table 1.2). Cependant, les études les plus récentes, basées sur un grand nombre d’étoiles, convergent vers un taux à 1 – 4% avec une incertitude de l’ordre de quelques pour cent, pour des séparations entre quelques dizaines et quelques centaines d’au, tout type d’étoile hôte confondu (Bowler 2016; Galicher et al. 2016; Vigan et al. 2017; Baron et al. 2019; Nielsen et al. 2019a). Le taux d’occurrence de ces planètes serait également faible à plus grandes séparations (Naud et al. 2017; Baron et al. 2018). Ces taux d’occurrence sont estimés en supposant une formation en départ chaud (*hot-start*).

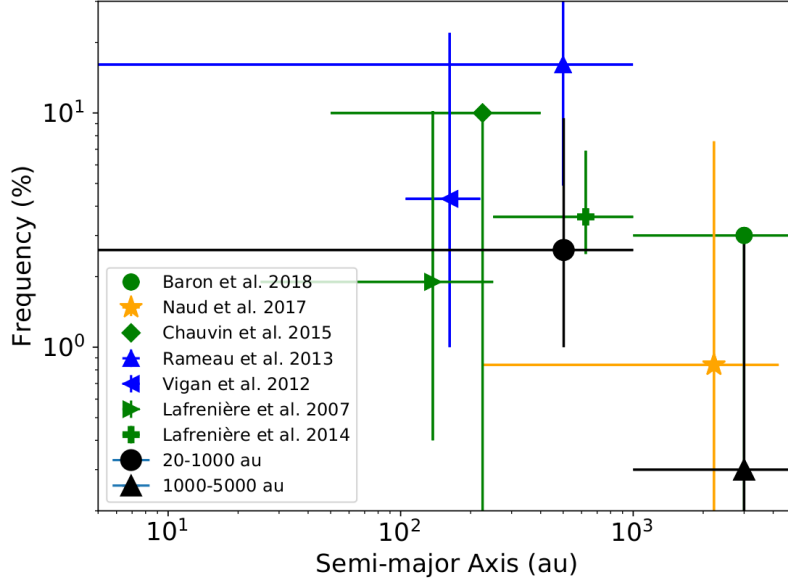


FIGURE 1.27 – Taux d’occurrence des planètes géantes estimés en imagerie directe issus de Baron et al. (2018); Naud et al. (2017); Chauvin et al. (2015); Rameau et al. (2013a); Vigan et al. (2012); Lafreniere et al. (2007) et Lafrenière et al. (2014). Les barres horizontales représentent les plages de séparations prises en compte lors de l’estimation des taux d’occurrence. Les taux d’occurrence estimés autour des étoiles de type AF sont représentés en *bleu* et ceux autour des étoiles FGK en *vert*. Les taux d’occurrence estimés par Baron et al. (2019) sont présentés en *noir*. Figure issue de Baron et al. (2019).

TABLE 1.2 – Table récapitulative des taux d’occurrence estimés en imagerie directe issue de Baron et al. (2019), mise à jour des résultats complets de Bowler (2016), ainsi que des résultats de Vigan et al. (2017), Baron et al. (2019) et Nielsen et al. (2019a).

Référence	N_*	Type spectral	f (%)	Séparation (au)	Masse (M_{Jup})
Lafreniere et al. (2007)	85	All	< 28	10 – 24	0.5 – 13
			< 13	25-50	
			< 9.3	50-250	
Heinze et al. (2010)	54	FGK	< 50	30 – 94	5 – 13
			< 25	25 – 100	7 – 13
			< 15	15 – 100	10 – 13
Janson et al. (2011)	18	BA	< 85	< 100	< 300
Vigan et al. (2012)	42	A	$8.7^{+19.6}_{-6}$	5 – 320	3 – 14
Biller et al. (2013)	80	All	< 6	10 – 150	1 – 20
			< 7	10 – 50	
Nielsen et al. (2013)	70	B-A	< 20	59 – 460	4 – 13

TABLE 1.2 – Continued.

Référence	N_*	Type spectral	f (%)	Séparation (au)	Masse (M_{Jup})
Rameau et al. (2013a)	59	A-F	$16.1^{+26.3}_{-11.2}$	1 – 1000	1 – 13
Wahhaj et al. (2013)	57	Debris disk	< 24	> 8	9 – 13
			< 24	> 63	4 – 13
Lafrenière et al. (2014)	91	All	$4.0^{+3.0}_{-1.2}$	250 – 1000	5 – 40
			< 1.8	50 – 250	5 – 40
Bowler et al. (2014)	122	M	< 10.3	10 – 100	1 – 13
Chauvin et al. (2015)	86	FGK	< 15	100 – 500	5 – 13
	86	FGK	< 10	50 – 500	10 – 13
Brandt et al. (2014)	248	All	1.0 – 3.1	10 – 100	5 – 70
Bowler (2016)	384	All	$0.8^{+1.2}_{-0.5}$	10 – 100	5 – 13
	110	BA	$7.7^{+9.0}_{-6.0}$		
	155	FGK	< 6.8		
	119	M	< 4.2		
	384	All	$0.6^{+0.7}_{-0.5}$	30 – 300	5 – 13
	110	BA	$2.8^{+3.7}_{-2.3}$		
	155	FGK	< 4.1		
	119	M	< 3.9		
	384	All	$0.8^{+1.0}_{-0.6}$	10 – 1000	5 – 13
	110	BA	$3.5^{+4.7}_{-2.5}$		
	155	FGK	< 5.8		
	119	M	< 5.4		
	384	All	< 2.1	100 – 1000	5 – 13
	110	BA	< 6.4		
	155	FGK	< 5.1		
	119	M	< 7.3		
Durkan et al. (2016)	73	All	< 9	100 – 1000	0.5 – 34
Galicher et al. (2016)	292	M	$1.05^{+2.8}_{-0.7}$	20 – 300	0.5 – 14
Lannier et al. (2016)	58	M	$2.3^{+2.9}_{-0.7}$	8 – 400	2 – 14
Vigan et al. (2017)	199	FGK	$1.15^{+2.5}_{-0.3}$	20 – 300	0.5 – 14
			$1.00^{+2.3}_{-0.25}$	5 – 500	5 – 14
Meshkat et al. (2017)	277	Debris disk	$6.27^{+3.49}_{-2.59}$	10 – 100	5 – 20
Stone et al. (2018)	98	All	~ 25	5 – 100	4 – 14
Baron et al. (2019)	344	All	$1.83^{+5.76}_{-0.62}$	30 – 300	5 – 13
		M	$1.79^{+7.5}_{-0.49}$	20 – 300	0.5 – 14

TABLE 1.2 – Continued.

Référence	N_*	Type spectral	f (%)	Séparation (au)	Masse (M_{Jup})
Nielsen et al. (2019a)	300	All	$3.5^{+1.9}_{-1.4}$	10 – 100	5 – 13
Vigan et al. (2020)	53	BA	$23.0^{+13.5}_{-9.7}$	5 – 300	1 – 75
	77	FGK	$5.8^{+4.7}_{-2.8}$		
	20	M	$12.6^{+12.9}_{-7.1}$		
	53	BA	$8.6^{+7.3}_{-4.5}$	3 – 100	2 – 13
Very wide orbit					
Naud et al. (2017)	95	K5-L5	$0.84^{+6.73}_{-0.66}$	500 – 5000	5 – 13
Baron et al. (2018)	177	All	< 3	1000 – 5000	1 – 13
Baron et al. (2019)		M	$1.3^{+2.75}_{-0.06}$	500 – 5000	1 – 13

Cette évolution de la fréquence des planètes géantes en fonction de leurs séparations est aussi observée par l'étude de leur fonction de distribution.

Pour les faibles séparations (4000 jours, 5 au), les études en vitesses radiales et en transit ont montré que la fonction de distribution est croissante en fonction du logarithme la séparation, pour les planètes géantes ($> 0.3 M_{\text{Jup}}$, Cumming et al. (2008); Mayor et al. (2011); Dong & Zhu (2013); Santerne et al. (2016)). Cependant, la faible occurrence de ces planètes à grandes séparations (> 5 au) indique que cette fonction de distribution ne peut être prolongée jusqu'à ces séparations (Kasper et al. 2007). Plus tard, la fonction de distribution sera même déterminée comme décroissante en période, pour les séparations comprises entre 5 et 5000 au et pour les masses comprises entre 1 et $20 M_{\text{Jup}}$ (Baron et al. 2019). Il était donc attendu que la fonction de distribution présente un maximum pour une certaine séparation, séparant celle-ci en deux régimes : croissante pour les faibles séparations et décroissante pour les grandes séparations. On commence à identifier ce maximum, mais sa position n'est pas encore clairement contrainte. D'une part, Bryan et al. (2016) ont mis en évidence que les taux d'occurrence présentent un maximum vers 10 au, pour diminuer ensuite. Et d'autre part, Fernandes et al. (2019) ont montré que la fonction de distribution des planètes géantes (entre 0.1 et $19 M_{\text{Jup}}$) avait la forme d'un *broken power-law* : elle est d'abord croissante, avec un maximum vers $\sim 2 - 3$ au et est décroissante ensuite et ce au moins jusqu'à 100 au (*cf* Figure 1.28). L'extrapolation de cette fonction de distribution aux grandes séparations est compatible avec les taux d'occurrence estimés en imagerie directe (Fernandes et al. 2019). Ce maximum de la distribution correspondrait à la ligne des glaces des étoiles de type solaire lors de leurs formations (Fernandes et al. 2019). Il faut cependant prendre les résultats de Fernandes et al. (2019) avec précaution, car le relevé sur lequel repose leur étude n'est justement pas sensible envers les planètes de la masse de Neptune, pour les séparations supérieures à 2 au. Cette forme de la fonction de distribution des planètes géantes est en accord avec les modèles d'accrétion de coeur (Ida et al. 2018; Mordasini 2018; Fernandes et al. 2019). Elle peut en partie être expliquée par le fait qu'il y a plus de matériaux solides au-delà de la ligne des glaces et que la densité de matériaux diminue avec la

séparation au-delà de cette limite, favorisant la formation de planètes géantes à ces distances.

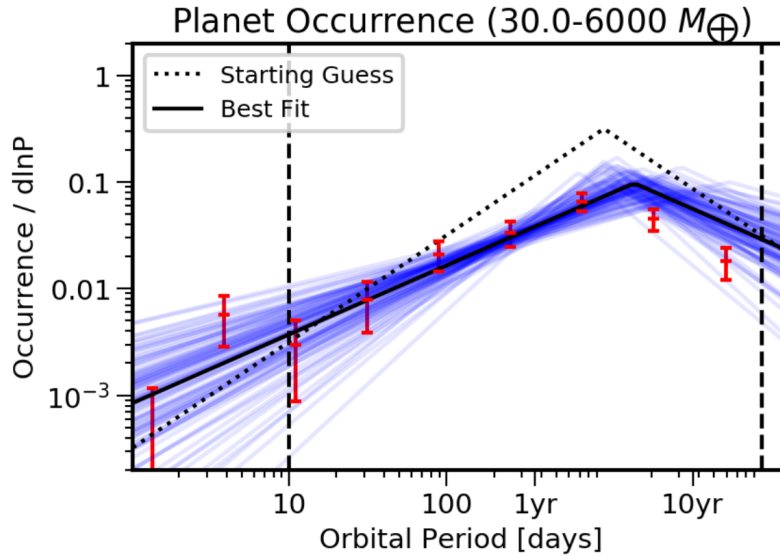


FIGURE 1.28 – Fonction de distribution des planètes massives ($> 0.1 M_{\text{Jup}}$) en fonction de la période en bleu et leurs taux d’occurrence en rouges. (Fernandes et al. 2019)

En extrapolant entre 5 et 20 au la fonction de distribution des planètes géantes initialement contrainte en deçà de 5 au par Cumming et al. (2008), Montet et al. (2014) et Clanton & Gaudi (2014) ont montré que le taux d’occurrence des planètes géantes à grandes séparations était significativement plus faible autour des naines M qu’around des étoiles FGK. Cependant, nous savons désormais que le point où la fonction de distribution commence à diminuer se situe aux alentours de $\sim 2 - 10$ au (Bryan et al. 2016; Fernandes et al. 2019), l’extrapolation linéaire de la distribution de Cumming et al. (2008) au-delà de ces séparations n’est donc pas pertinente, ce qui remet en cause leurs conclusions.

Finalement, les pentes des fonctions de distribution des masses des planètes géantes observées en imagerie directe sont comparables à celles observées pour les naines brunes et pour les compagnons stellaires, alors qu’elles ne sont pas en accord avec celles déterminées en vitesses radiales pour les planètes géantes ($> 0.1 M_{\text{Jup}}$, cf Figure 1.25). Cela indiquerait que l’imagerie directe sonde plus l’extrémité à faible masse de la distribution des compagnons stellaires que la continuité à grande séparation de la population des planètes (Baron et al. 2019).

Les planètes jeunes

Les étoiles jeunes ont peu été étudiées par les méthodes indirectes, car elles présentent une activité élevée (taches, plages, convection, pulsations, Lagrange et al. (2013)), ce qui rend la recherche de planètes difficile par les méthodes des vitesses radiales et des transits. De plus, elles ont des $V \sin i$ plus élevés que leur homologues plus âgées (Gallet & Bouvier 2015; Stauffer et al. 2016; Rebull et al. 2016),

les rendant plus difficiles à étudier en vitesses radiales, car leurs raies sont étalées et parfois confondues entre elles. Plusieurs cas de faux positifs ont été recensés autour d'étoiles jeunes, le signal d'origine stellaire ayant été confondu avec un signal planétaire (Huélamo et al. 2008; Figueira et al. 2010; Soto et al. 2015).

Seuls deux relevés ont été effectués en vitesses radiales autour d'étoiles jeunes. Le premier étudia 91 étoiles de l'amas des Hyades, d'âge estimé à ~ 600 Ma, sans trouver de super-Jupiters de périodes inférieures à 2000 jours et sans estimer de taux d'occurrence (Paulson et al. 2004). Le second, comportant 61 étoiles de jeunes associations, âgées entre 12 et 300 Ma, fut mené par Paulson & Yelda (2006), qui ont estimé que le taux d'occurrence des Jupiter chaudes massives ($M_c > 1 M_{\text{Jup}}$) autour des étoiles jeunes devait être inférieur à 1.5%, ce qui reste compatible avec les taux d'occurrence estimés autour des étoiles âgées.

7 Mon apport au sujet

L'étude des planètes géantes jeunes, donc peu de temps après leur formation, est une étape importante dans la compréhension de la formation des systèmes planétaires. En effet, celles-ci dominent dynamiquement leurs systèmes et dominent donc la formation de celui-ci. Pour effectuer cette étude, il faut déterminer le taux d'occurrence de ces planètes autour des étoiles jeunes pour toutes les séparations. Cela permettra de confronter les modèles de formations planétaires aux observations, notamment au niveau des temps de migrations. Cette étude est désormais possible grâce à la combinaison de plusieurs méthodes de détection.

Ma thèse a donc reposé sur la préparation à la combinaison de trois techniques complémentaires en terme de séparations sondées : celle des vitesses radiales (0.01 – 5 au), de l'imagerie directe (1 – 100 au) et de l'astrométrie absolue d'Hipparcos et Gaia (2 – 5 au), dans le but de l'étude des planètes géantes jeunes à toute les séparations. J'ai ainsi caractérisé la population des planètes jeunes de l'échelle individuelle à l'échelle statistique.

Pour cela, j'ai d'abord fait l'analyse statistique de trois relevés effectués en vitesses radiales autour d'étoiles jeunes avec l'instrument HARPS du 3.6 m de l'observatoire de La Silla au Chili et l'instrument SOPHIE du 1.93 m de l'observatoire de Haute-Provence en France. À travers ces trois relevés, j'ai effectué chacune des étapes nécessaires à cette analyse : observations, réduction de données, recherche de planètes et enfin détermination des taux d'occurrence des planètes géantes (notamment des super-Jupiters). Et j'ai effectué l'ensemble de ces étapes pour le troisième relevé. Les étoiles de ces relevés sont observées en imagerie directe dans le cadre du relevé *The SpHere INfrared survey for Exoplanets* (SHINE) GTO de l'instrument SPHERE de l'UT1 du VLT à l'observatoire de Paranal au Chili (Chauvin et al. 2017a), afin d'explorer toutes les séparations pour ces étoiles.

Ensuite, j'ai effectué l'analyse dynamique de plusieurs systèmes en combinant vitesses radiales, imagerie directe et astrométrie d'Hipparcos et Gaia. Pour effectuer ces analyses, j'ai élaboré un code d'analyse Bayésienne, basé sur un MCMC, combinant les données de ces trois techniques. Ces analyses m'ont permis de contraindre la masse dynamique des compagnons de certains de ces systèmes, permettant ainsi

de tester les modèles d'évolutions utilisés en imagerie directe.

Enfin, j'ai participé à l'amélioration de l'outil MESS II, qui estime des limites de détection combinant vitesses radiales et imagerie directe, afin qu'il prenne en compte les données d'Hipparcos et Gaia. Cela permettra d'obtenir de meilleures limites de détection aux séparations intermédiaires (2 – 5 au).

Chapitre 2

Analyse statistique de relevés en vitesses radiales

Sommaire

1	Le relevé HARPS YNS	62
2	Le relevé SOPHIE YNS et sa combinaison avec le relevé HARPS YNS	79
3	Le relevé HARPS Sco-Cen	112
3.1	Présentation du relevé	112
3.2	Compagnons détectés	124
4	Combinaison des trois relevés	143
4.1	Échantillon	143
4.2	Évaluation des variations d'origine stellaire	145
4.3	Corrections des vitesses radiales	147
4.4	Limites de détection	147
4.5	Taux d'occurrence des compagnons	148
4.6	Comparaison des résultats avec ceux des études sur des étoiles âgées	149
5	Conclusion de mon analyse statistique	153

L'analyse statistique des planètes géantes jeunes est importante pour connaître leur distribution peu après leur formation et donc pour mieux comprendre leur formation. Ces analyses ont pu être faites à grandes séparations (> 5 au) en imagerie directe, mais il existe des lacunes à faibles séparations (< 5 au). Cette connaissance est pourtant importante pour comprendre la migration de ces planètes, car elles se forment majoritairement autour de la ligne des glaces de leurs étoiles ($\sim 2 - 3$ au pour les étoiles de masse solaire), pour éventuellement migrer ensuite (Ida et al. 2018; Mordasini 2018). Si l'on observe un déficit de Jupiter chaudes, ainsi qu'une sur-abondance de planètes géantes vers de la ligne des glaces, autour d'étoiles d'un âge donné, cela indiquera que le temps typique de migration est supérieur à cet âge. Observer de tels écarts de taux d'occurrence entre étoiles jeunes et étoiles âgées demande un très grand échantillon statistique, le taux d'occurrence de ces planètes étant très faible autour des étoiles âgées (de l'ordre de $0.5 - 1\%$ pour les Jupiter

chaudes de masses supérieures à $1 M_{\text{Jup}}$ et de 3 à 6% environ pour les super-Jupiters situées près de la ligne des glaces de leurs étoiles).

Seules deux études statistiques ont été menées à la recherche de planètes en vitesses radiales autour d'étoiles jeunes. La première s'est concentrée sur des étoiles de l'amas relativement âgé des Hyades (600 Ma) et n'a pas estimé de taux d'occurrence (Paulson et al. 2004). La seconde a estimé à 1.5% la limite supérieure du taux d'occurrence des Jupiter chaudes autour des étoiles jeunes, basé sur un relevé de 91 étoiles d'associations jeunes d'âges entre 12 et 300 Ma (Paulson & Yelda 2006). Cette limite supérieure reste compatible avec les taux d'occurrence estimés autour des étoiles âgées. En dehors de ces études statistiques, une dizaine de Jupiter chaudes massives ($M_c \in [1; 13] M_{\text{Jup}}$) ont été découvertes autour d'étoiles jeunes par la méthode des transits et par la méthode des vitesses radiales, dont 3 grâce à cette dernière (Collier Cameron et al. 2010; van Eyken et al. 2012; Mann et al. 2016; Donati et al. 2016; Yu et al. 2017; Johns-Krull et al. 2016; David et al. 2019; Rizzuto et al. 2020; Deleuil et al. 2012; Alsubai et al. 2017). Cela indique que le temps de migration peut être très court, jusqu'à moins de 2 Ma. Cependant, ces découvertes ne permettent de savoir si ces objets sont des exceptions à ces âges-là ou non. Une analyse statistique de grande ampleur est nécessaire pour déterminer leur fréquence.

C'est pourquoi j'ai dédié une part de ma thèse à la recherche de planètes géantes jeunes à faible séparation ($P < 1000$ jours, soit $a < 2$ au environ autour d'une étoile de masse solaire). Pour cela j'ai travaillé sur 3 relevés en vitesses radiales autour d'étoiles jeunes. Cette étude présente deux intérêts principaux. D'une part, la détermination des taux d'occurrence des planètes géantes jeunes de faibles séparations permet de donner des contraintes sur la migration de ces planètes. Si le taux d'occurrence de ces planètes déduits de ces relevés s'avère plus faible que celui déduit autour des étoiles plus âgées, cela signifiera que le temps typique de migration est supérieur à l'âge de l'échantillon. Par contre, s'ils s'avèrent identiques, on pourra en conclure que le temps typique de migration est inférieur à l'âge de l'échantillon. D'autre part, la majorité des étoiles de ces relevés sont communes au relevé SHINE GTO de l'instrument SPHERE de l'UT1 du VLT à l'observatoire de Paranal au Chili. L'étude de ces vitesses radiales est une première étape avant le couplage de ces dernières avec les données SPHERE, ce qui permettra à terme l'étude des planètes géantes pour toutes les séparations autour de ces étoiles.

Les 3 relevés que j'ai étudiés comportent des étoiles de type A à M et d'âges essentiellement en dessous de 300 Ma, ce qui permet une analyse statistique sur un total de 177 étoiles jeunes. Pour ces trois relevés, j'ai adopté la méthode présentée dans Lagrange et al. (2013) et Borgniet et al. (2019), pour réduire et analyser les données. Elle repose sur l'utilisation du code SAFIR (*Spectroscopic data via Analysis of the Fourier Interspectrum Radial velocities*, Galland et al. (2005b,a)) pour déduire les différents observables (vitesses radiales relatives à un spectre médian, bissecteurs, BVS). Les limites de détection sont déterminées à partir de la méthode LPA (*Local Power Analysis*, Meunier et al. (2012); Borgniet et al. (2017)). Et les taux d'occurrence sont déterminés par la méthode dite Binomiale (Howard et al. 2010; Borgniet et al. 2017). Une étude de faisabilité avait été effectuée au préalable sur 26 étoiles jeunes, afin de montrer que la recherche de planètes géantes autour de ces étoiles était faisable avec cette méthode (Lagrange et al. 2013).

Je présente ces 3 relevés et leurs résultats dans ce chapitre. Tout d'abord, le relevé HARPS Young Nearby Star (YNS), ensuite le relevé SOPHIE YNS et sa combinaison avec le relevé précédent et enfin la relevé HARPS Sco-Cen et sa combinaison avec les deux relevés précédents.

1 Le relevé HARPS YNS

Le relevé le plus conséquent que sur lequel j'ai travaillé pendant ma thèse est le relevé HARPS YNS (Young Nearby Stars). J'ai présenté la description détaillée de ce relevé, ainsi que les résultats de mon analyse dans l'article Grandjean et al. (2020) publié dans *A&A*, reproduit ci-dessous.

Ce relevé en vitesses radiales a été mené essentiellement entre 2013 et 2016, soit avant le début de ma thèse, avec l'instrument HARPS du 3.6 m à l'observatoire de La Silla au Chili. Il comporte 89 étoiles de type A0V à M5V, dont la majorité ont un âge inférieur à 300 Ma et dont la majorité appartient à des associations d'étoiles jeunes (β Pic, Tucana/Horlogium, AB Doradus etc.). Il inclut des étoiles connues pour héberger des compagnons imagés (notamment β Pic, AB Pic, HN Peg, GJ 504, HR 8799, HD 95086, HD 106906 or PZ Tel). Certaines étoiles bénéficient ainsi d'observations antérieures, pouvant aller jusqu'à la mise en service d'HARPS en 2003. De plus, le relevé a été étendu jusqu'en octobre 2017 et a pu bénéficier d'observations additionnelles en décembre 2017.

J'ai effectué ces dernières observations en octobre et décembre 2017. J'ai ensuite réduit et analysé les données afin de déterminer quelle était la source principale des variations des vitesses radiales de chaque étoile : activité magnétique, pulsations, dérive séculaire ou compagnon.

Lors de cette analyse, je n'ai découvert aucune planète géante ni naine brune de périodes inférieures à 1000 jours. Par contre, j'ai découvert des compagnons de plus grandes périodes. J'ai ainsi mis en évidence une dérive dans les vitesses radiales d'HD 206893 venant d'un compagnon de type naine brune (dont l'analyse est présentée en Section 1 du Chapitre 4), ainsi qu'un compagnon stellaire de faible masse autour d'HIP 36985, que l'on a ensuite imagé avec SPHERE (dont l'analyse est présentée en Section 2.1 du Chapitre 4).

J'ai ensuite déterminé les limites de détection pour chacune de ces étoiles avec SAFIR. Pour les étoiles dont la variation des vitesses radiales venait de leur activité magnétique j'ai corrigé les vitesses radiales de la corrélation (BVS, VR), afin d'obtenir de meilleures limites de détection.

Enfin, j'ai déterminé les limites supérieures des taux d'occurrence des super-Jupiters et des naines brunes pour les périodes entre 1 et 1000 jours (2 au). Cette plage a été choisie pour deux raisons. D'une part, à cause des limites observationnelles du relevé. Peu d'étoiles ont été observées plus d'une fois par nuit, ce qui rend l'échantillonnage du signal de planètes de périodes ultra-courtes difficile. De plus, la majorité de nos étoiles présentent une base de temps d'observation supérieure à 1000 jours. D'autre part, cela permet une comparaison directe avec les étoiles de type AF de la séquence principale qui ont été étudiées avec la même méthode, utilisant ces plages de périodes (Borgniet et al. 2019).

Pour ce relevé, 83 étoiles ont été exploitables pour la détermination de taux d'occurrence. J'ai ainsi estimé que le taux d'occurrence des super-Jupiters est inférieur à $2_{-2}^{+3}\%$ et que celui des naines brunes est inférieur à $1_{-1}^{+3}\%$, sur cette plage de périodes. La conclusion de mon article a été que la non-détection de planètes géantes dans ce relevé n'impliquait pas nécessairement une différence de taux d'occurrence entre les Superer-Jupiter jeunes et âgées.

A HARPS RV search for planets around young nearby stars[★]

A. Grandjean¹, A.-M. Lagrange¹, M. Keppler², N. Meunier¹, L. Mignon¹, S. Borgniet³, G. Chauvin¹, S. Desidera⁴,
F. Galland¹, S. Messina⁵, M. Sterzik⁶, B. Pantoja⁷, L. Rodet¹, and N. Zicher⁸

¹ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France
e-mail: antoine.grandjean1@univ-grenoble-alpes.fr

² Max Planck Institute for Astronomy, Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany

³ CNRS Lesia (UMR8109) – Observatoire de Paris, Paris, France

⁴ INAF – Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell’Osservatorio 5, Padova 35122, Italy

⁵ INAF – Osservatorio Astrofisico di Catania, via Santa Sofia, 78 Catania, Italy

⁶ European Southern Observatory (ESO), Alonso de Córdova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago, Chile

⁷ Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Camino al Observatorio, Cerro Calán, Santiago, Chile

⁸ Oxford Astrophysics, Department of Physics, Denys Wilkinson Building, UK

Received 6 June 2019 / Accepted 14 October 2019

ABSTRACT

Context. Young nearby stars are good candidates in the search for planets with both radial velocity (RV) and direct imaging techniques. This, in turn, allows for the computation of the giant planet occurrence rates at all separations. The RV search around young stars is a challenge as they are generally faster rotators than older stars of similar spectral types and they exhibit signatures of magnetic activity (spots) or pulsation in their RV time series. Specific analyses are necessary to characterize, and possibly correct for, this activity.

Aims. Our aim is to search for planets around young nearby stars and to estimate the giant planet (GP) occurrence rates for periods up to 1000 days.

Methods. We used the HARPS spectrograph on the 3.6 m telescope at La Silla Observatory to observe 89 A–M young (<600 Myr) stars. We used our SAFIR (Spectroscopic data via Analysis of the Fourier Interspectrum Radial velocities) software to compute the RV and other spectroscopic observables. Then, we computed the companion occurrence rates on this sample.

Results. We confirm the binary nature of HD 177171, HD 181321 and HD 186704. We report the detection of a close low mass stellar companion for HIP 36985. No planetary companion was detected. We obtain upper limits on the GP (<13 M_{Jup}) and BD ($\in [13; 80] M_{\text{Jup}}$) occurrence rates based on 83 young stars for periods less than 1000 days, which are set, 2_{-2}^{+3} and $1_{-1}^{+3}\%$.

Key words. techniques: radial velocities – stars: activity – binaries: spectroscopic – planetary systems – starspots – stars: variables: general

1. Introduction

More than four thousand exoplanets have been confirmed and most of them have been found by transit or radial velocity (RV) techniques¹. The latter, although very powerful, is limited by the parent star’s activity (spots, plagues, convection, and pulsations). Young stars are generally faster rotators than their older counterparts (Stauffer et al. 2016; Rebull et al. 2016; Gallet & Bouvier 2015). They can also exhibit activity-induced RV jitter with amplitudes up to 1 km s^{-1} (Lagrange et al. 2013), larger than the planet’s induced signal. False positive detections have been reported around young stars in the past (Huélamo et al. 2008; Figueira et al. 2010; Soto et al. 2015).

We have carried out an RV survey to search for planets around such young stars with the High Accuracy Radial velocity Planet Searcher (HARPS; Mayor et al. 2003) and SOPHIE (Bouchy & Sophie Team 2006) spectrographs with the final aim of coupling RV data with direct imaging (DI) data, which will allow for the computation of detection limits, for each targets at

all separations and then to compute occurrences rates for all separations. A feasibility study was carried out by Lagrange et al. (2013) on 26 stars of the survey with HARPS, demonstrating that we can probe for giant planets ($1\text{--}13 M_{\text{Jup}}$, hereafter GP) with semi-major axis up to 2 au and couple the survey data with direct imaging data. The time baseline of our survey also permits a probe of the hot Jupiter (hereafter HJ) domain around young stars. Although GP formation models predict a formation at a few au (Pollack et al. 1996), migration through disc-planet interaction (Kley & Nelson 2012) or gravitational interaction with a third body can allow the planet to finally orbit close to the star (Teyssandier et al. 2019). HJ are common among exoplanets orbiting older main sequence stars as they represent one detected planet out of five (Wright et al. 2012). While previous RV surveys on small sets of young stars showed no evidence for the presence of young HJ (Esposito et al. 2006; Paulson & Yelda 2006), two HJ around young stars were recently discovered by Donati et al. (2016) and Yu et al. (2017). However, we still need to find out if this kind of object is common at young age or not and we need to compare the migration models with observations in order to constrain the migration timescales.

Here, we report on the results of our large HARPS survey. We describe our survey sample and observations in Sect. 2. In Sect. 3, we focus on GP, brown dwarf (BD), and stellar

[★] A table of the radial velocities is only available at the CDS via anonymous ftp to [cdsarc.u-strasbg.fr](ftp://cdsarc.u-strasbg.fr) (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/cat/J/A+A/633/A44>

¹ exoplanet.eu

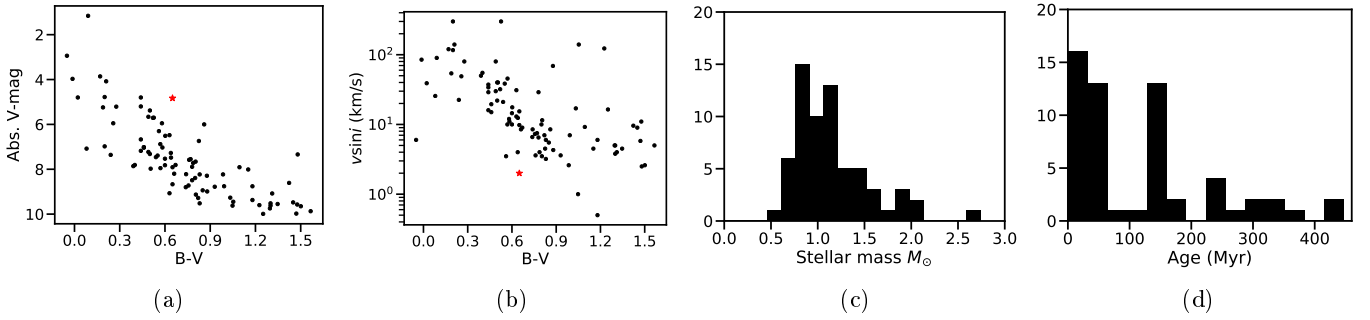


Fig. 1. Main physical properties of our sample. (a) Absolute V -magnitude vs. $B-V$. Each black dot corresponds to one target. The Sun is displayed (red star) for comparison. (b) $v \sin i$ vs $B-V$ distribution. (c) Mass histogram (in M_{\odot}). (d) Age histogram.

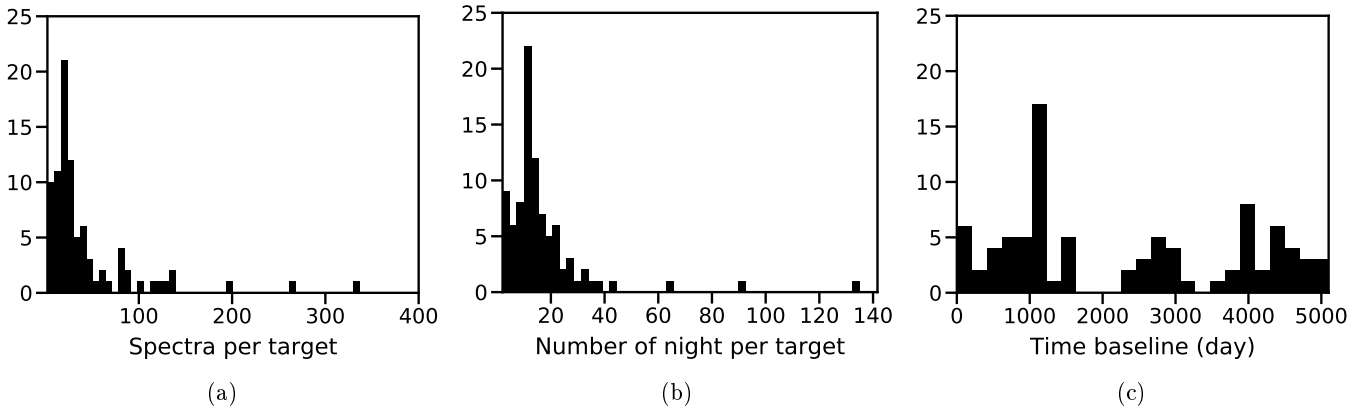


Fig. 2. Observation summary. (a) Histogram of the number of spectra per target, excluding HD 216956 (Fomalhaut, 834 spectra) and HD 039060 (β Pic, 5108 spectra). (b) Histogram of the number of nights per target. (c) Histogram of the time baselines.

companions detections. In Sect. 4, we perform a statistical analysis of our sample and compute the close GP and BD occurrence rates around young stars. We conclude our findings in Sect. 5.

2. Description of the survey

2.1. Sample

We selected a sample of 89 stars, chosen to their brightness ($V < 10$), ages as found in the literature (< 300 Myr for most of them, see Table A.1), and distance (< 80 pc) determined from their HIPPARCOS parallaxes (van Leeuwen 2007). These criteria ensure we will get the best detection limits for both the HARPS RV and SPHERE DI surveys at, respectively, short (typically 2–5 au), and large (further than typically 5 au) separations. Indeed, observing bright stars allow us to obtain spectra with a better signal-to-noise ratio (S/N). Moreover, young planets are still warm from their formation and are then brighter, which lowers the contrast between them and their host stars, while short distances allow for better angular resolutions in direct imaging. Most of the targets are part of the SPHERE GTO The SPHERE Infrared survey for Exoplanets (SHINE) survey sample (Chauvin et al. 2017a). Binary stars with an angular separation on the sky that is lower than 2 arcsec were not selected to avoid contamination in the spectra from the companion.

Their spectral types range from A0V to M5V (Fig. 1). Their projected rotational velocity ($v \sin i$) range from 0.5 to 300 km s^{-1} with a median of 11 km s^{-1} , their V -band magnitude are mainly between 4 and 10 with a median of 7.8. Their masses are between 0.6 and 2.74 M_{\odot} with median of 1.07 M_{\odot} . Our sample includes 26 targets between A0 and F5V ($B-V \in [-0.05 : 0.52]$),

55 between F6 and K5 ($B-V \in [-0.05 : 0.52]$), and 8 between K6 and M5 ($B-V \geq 1.33$). Noticeably, our sample includes stars with imaged planetary or substellar companions (among them β Pic, AB Pic, HN Peg, GJ 504, HR 8799, HD 95086, HD 106906 or PZ Tel). We present the main characteristics of our star sample in Fig. 1 and Table A.1.

2.2. Observations

We observed our 89 targets mainly between 2013 and 2016. Some stars were part of previous surveys by Borgniet et al. (2017) and Lagrange et al. (2009a), which allows us to reach a time baseline up to 10 yr. Some stars had already been observed with HARPS before, some since the HARPS commissioning in 2003. Additional observations were also obtained in October 2017, December 2017, and March 2018.

We use the observing strategy described in Borgniet et al. (2017), which consist of recording two spectra per visit and to observe each target on several consecutive nights to have a good sampling of the short-term jitter. The median time baseline is 1639 days (mean time baseline of 2324 days), with a median number of spectra per target of 25 (52 on average) spaced on a median number of 12 nights (17 on average, Fig. 2). Details can be found in Table A.1.

2.3. Observables

From the HARPS spectra we derived the RV and whenever possible the cross-correlation function (CCF), bisector velocity span (hereafter BVS), and $\log R'_{\text{HK}}$ with our SAFIR software for Spectroscopic data via Analysis of the Fourier Interspectrum Radial

velocities. It builds a reference spectrum from the median of all spectra available on a given star and computes the relative RV in the Fourier plane. The computed RV are then relative to the reference spectrum. The efficiency of this method was proved in the search of companions (Galland et al. 2005a,b). We mainly use the correlation between RV and BVS to determine the main source of RV variability: magnetic activity, pulsations or companions (Lagrange et al. 2009a; Borgniet et al. 2017). We excluded spectra with S/N at 550 nm which was too high (>380), to avoid saturation or too low (<80), to avoid bad data, as well as spectra with an air mass that was too high ($\sec z > 3$), and spectra that were too different from the reference spectrum of the star ($\chi^2 > 10$). For M-type stars, we used a lower limit of 40 in S/N at 550 nm as it is a better compromise for these stars to provide enough spectra to perform our analysis without including bad spectra.

3. Detected companions in the HARPS survey

3.1. Long period companions, RV long-term trends, and stellar binaries

In this section we describe the stars for which we identified a GP companion with a period higher than 1000 days, a long-term trend RV signal or a binary signal. When possible, we characterize the companion using the *yorbit* software that fits RV with a sum of Keplerian or a sum of keplerians plus a drift (Ségransan et al. 2011).

3.1.1. HD 39060

β Pic is an A6V pulsating star that hosts an imaged edge-on debris (Smith & Terrile 1984) and gas disk (Hobbs et al. 1985), and an imaged GP at 9 au (Lagrange et al. 2009b, 2019a). This star presents also exocomets signatures in its spectra (Lagrange-Henri et al. 1988; Beust et al. 1989; Kiefer et al. 2014). β Pic was observed with HARPS since its commissioning in 2003, totalizing more than 6000 spectra with a mean S/N at 550 nm of 273. Until 2008, spectra were taken to study the Ca II absorption lines associated to the falling exocomets. Since 2008, we adopted a specific observation strategy, to properly sample the stellar pulsations and to correct the RV from them, (Lagrange et al. 2012, 2019b). It consisted in observing the star for continuous sequences of 1–2 h. Longer sequences up to 6h were obtained in 2017–2018. This allowed to detect a new GP companion within the pulsations signal of β Pic. The discovery of this $10 M_{\text{Jup}}$, 1200 days period companion is detailed in Lagrange et al. (2019b).

3.1.2. HD 106906

HD 106906 is a F5V star in the Sco-Cen young association. Bailey et al. (2014) imaged a giant planet companion at 7.1 au (650 au) in 2014. HARPS data from this survey together with the PIONER interferometer data allowed to detect a close low mass stellar companion to HD 106906 with a period of 10 days, (Lagrange et al. 2015). The presence of the binary could explain the wide orbit of HD 106906b under some circumstances (Rodet et al. 2017).

3.1.3. HD 131399

HD 131399 is member of a complex hierarchical system. HD 131399A forms a binary with the tight binary HD 131399BC.

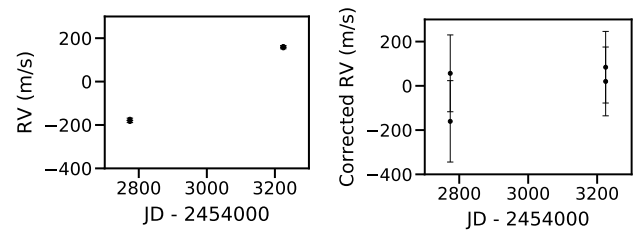


Fig. 3. HD 186704 RV long term trend. *Left:* RV time variations, *right:* RV corrected from the RV-BVS correlation time variations.

A GP companion was discovered with SPHERE around HD 131399A by Wagner et al. (2016) but is now identified as a background star with similar proper motion (Nielsen et al. 2017). We detected in this survey the presence of a close stellar companion to HD 131399A, with a period of 10 days (0.1 au), and an $M \sin i$ of $450 M_{\text{Jup}}$ (Lagrange et al. 2017).

3.1.4. HD 177171

HD 177 171 (ρ Tel) was reported as a spectroscopic binary by Nordström et al. (2004) and as an astrometric binary by Frankowski & Jorissen (2007) from the HIPPARCOS data. This is confirmed by Lagrange et al. (2013) in the feasibility study of this survey. We measure an amplitude of at least 20 km s^{-1} in the RV. Our time sampling does not allow for the estimation of the period of this stellar companion.

3.1.5. HD 186704A

HD 186704 is a known binary system with a companion at 10 au (Zuckerman et al. 2013). Nidever et al. (2002) report a trend in the RV of $88 \pm 8 \text{ ms}^{-1} \text{ d}^{-1}$ with a negative curvature based on 4 observations spaced on 70 days for HD 186704AB. Tremko et al. (2010) observe a change in the RV of 4200 ms^{-1} in 8682 days on HD 186704A. Finally, Tokovinin (2014) reports HD 186704A as hosting a spectroscopic binary (SB) companion with a 3990 days period. We observe a trend of 340 ms^{-1} over a duration of 450 days in the RV of HD 186704A based on 4 spectra. This corresponds to a slope of $0.75 \text{ ms}^{-1} \text{ d}^{-1}$. The star presents signs of activity, we therefore corrected the RV using the RV-BVS correlation using Melo et al. (2007) method (see Appendix B). The trend is still visible with a lower slope $0.23 \text{ ms}^{-1} \text{ d}^{-1}$. We present the RV and corrected RV of HD 186704A in Fig. 3. The difference of one order of magnitude on the slope of the trend between Nidever et al. (2002) observations and ours can be explained by the fact that our observations were made when the SB was closer to the periastron or apoastron of its orbit.

3.1.6. HD 181321

We confirm that HD 181321 is an SB. Nordström et al. (2004) report a variation of 2.3 km s^{-1} over 9 yr, Guenther & Esposito (2007) report a trend with a slope of $1.4 \text{ km s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$. Our observations spread on 3757 days (10.3 yr) cover at least two orbital periods. The star is active and shows BVS variations with a period of 2–2.5 days that should correspond to the rotational period of the star. We use *yorbit* to fit the RV with two Keplerian models, one to fit the stellar activity variation and another to fit the binary variations. We find two possible solutions for the companion, one with a period of 1600 days (2.7 au) and a minimum mass of $0.1 M_{\odot}$, and a second with a period of 3200 days (4.4 au)

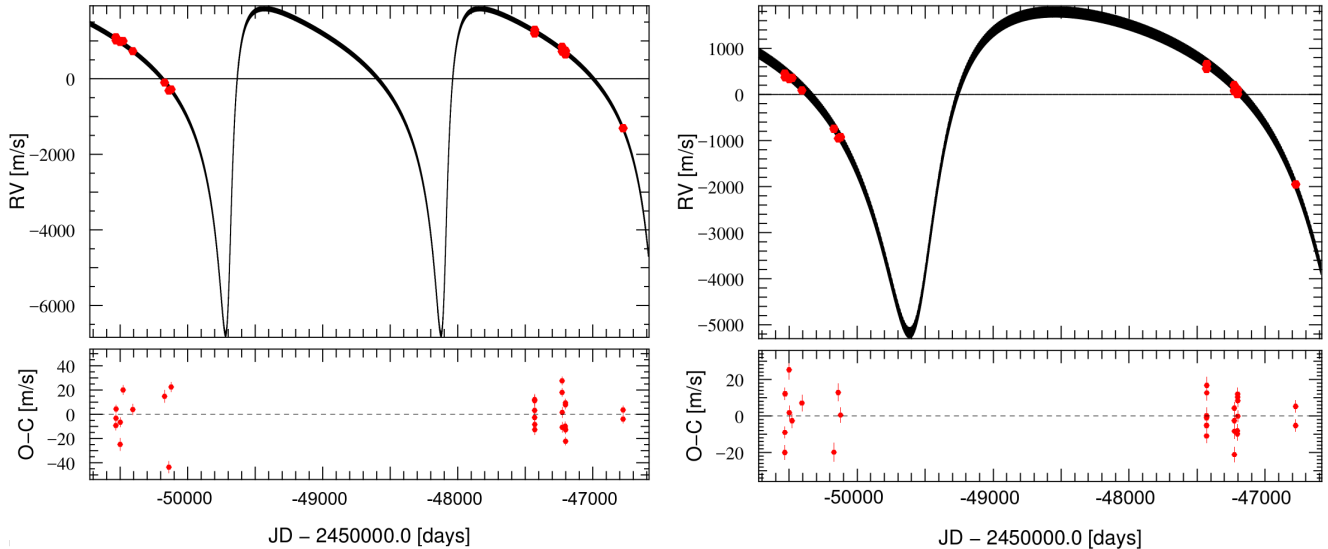


Fig. 4. Solutions of HD 181321 RV fit by the sum of two Keplerian (*top*) and their residuals (*bottom*). *Left*: 1600 days solution. *Right*: 3200 days solution.

and a minimum mass of $0.18 M_{\odot}$. In both cases, the eccentricity is ~ 0.5 . We present those two solutions in Fig. 4. More data are needed in order to distinguish between those two solutions.

3.1.7. HD 206893

HD 206893 is a F5V star that hosts a directly imaged BD companion at a separation of 270 mas (Milli et al. 2017; Delorme et al. 2017). We recently reported in Grandjean et al. (2019) a long-term trend in the star RV coupled with pulsations with periods slightly less than one day. We performed an MCMC on both the RV trend, imaging data, and HIPPARCOS-*Gaia* proper motion measurements to constrain the orbit and dynamical mass of the BD. We concluded that the trend can not be attributed to the BD as it leads to dynamical masses incompatible with the object's spectra. The presence of an inner companion that contributes significantly to the RV trend is suggested with a mass of $15 M_{\text{Jup}}$, and a period between 1.6 and 4 yr.

3.1.8. HD 217987

HD 217987 is a M2V, high proper motion star and exhibits a long-term RV trend induced by its secular acceleration. We therefore corrected the RV from the star secular acceleration in its proper motion we deduced from its parallax and proper motion reported in *Gaia* Collaboration (2018) (see Fig. 5). The corrected RV presents short period variations. The RV and BVS are correlated which indicate that the signal might be dominated by spots or plages (see Fig. 5). We observe a long-term variation in $\log R'_{\text{HK}}$, FWHM, and RV which are better fitted by a second degree polynomial model than with a linear model (see Fig. 5). This variation could be then attributed to a magnetic cycle of the star with a period greater than 5000 days. An analysis on a large number of M dwarf was made by Mignon et al. (in prep.), including this star and we should expect an offset of approximately -10 ms^{-1} in the RV due to the HARPS fiber change of the 15th of June 2015 for this star. We observe an offset in the star's BVS at this date (see Fig. 5), but no significant offset in the RV. We use one template on all the data (see Sect. 2.3), the impact of the HARPS fiber change is then averaged. This

can explain why we do not see a significant RV offset for this star.

3.1.9. HIP 36985

HIP 36985 is a M2V-type star reported as a wide binary with the system GJ 282AB at a separation of $1^{\circ}09$ (Poveda et al. 2009). We observe an RV long-term variation with an amplitude of 700 ms^{-1} on a time baseline of 1400 days in addition to a short-term variation with an amplitude of 50 ms^{-1} . No correlation between RV and BVS is seen, which excludes stellar activity or pulsations as the origin of the long-term variations. The mean $\log R'_{\text{HK}}$ of our spectra of -4.3 indicates that the short-term variations come from magnetic activity (spots). We fit the RV with *yorbit* using two Keplerian models, one to fit the long-term variations and another to fit the companion variations. We present our best solution in Fig. 6 and the corresponding companion parameters in Table 1. The companion minimum mass deduced from the present data is $29 M_{\text{Jup}}$ and the period is 8400 days (23 yr), corresponding to a semi-major axis of 7 au and a projected separation of 497 mas. We observed HIP 36985 with SPHERE in 2018 and confirm the presence of a however low-mass star companion (Biller et al., in prep.). We find a period of 22 days for the short-term variations, while the rotation period is of 12 ± 0.1 days (Díez Alonso et al. 2019). The poor sampling of those short-term variations probably explains the strong difference with the rotation period.

3.2. Giant planets

No giant planet companion of period less than 1000 days is detected. In addition to the stars presented in Sect. 3, some stars presented RV variations without a significant correlation between RV and BVS. For these stars we compared the RV periodogram with the BVS periodogram and the time window periodogram. In all cases, putative periods associated with the RV were also present in the BVS or time window periodograms, or in both. This implies that these RV variations are most likely due to stellar activity or pulsations. We present as an example BD+20 2465 in Fig. 7. This star shows RV variations with

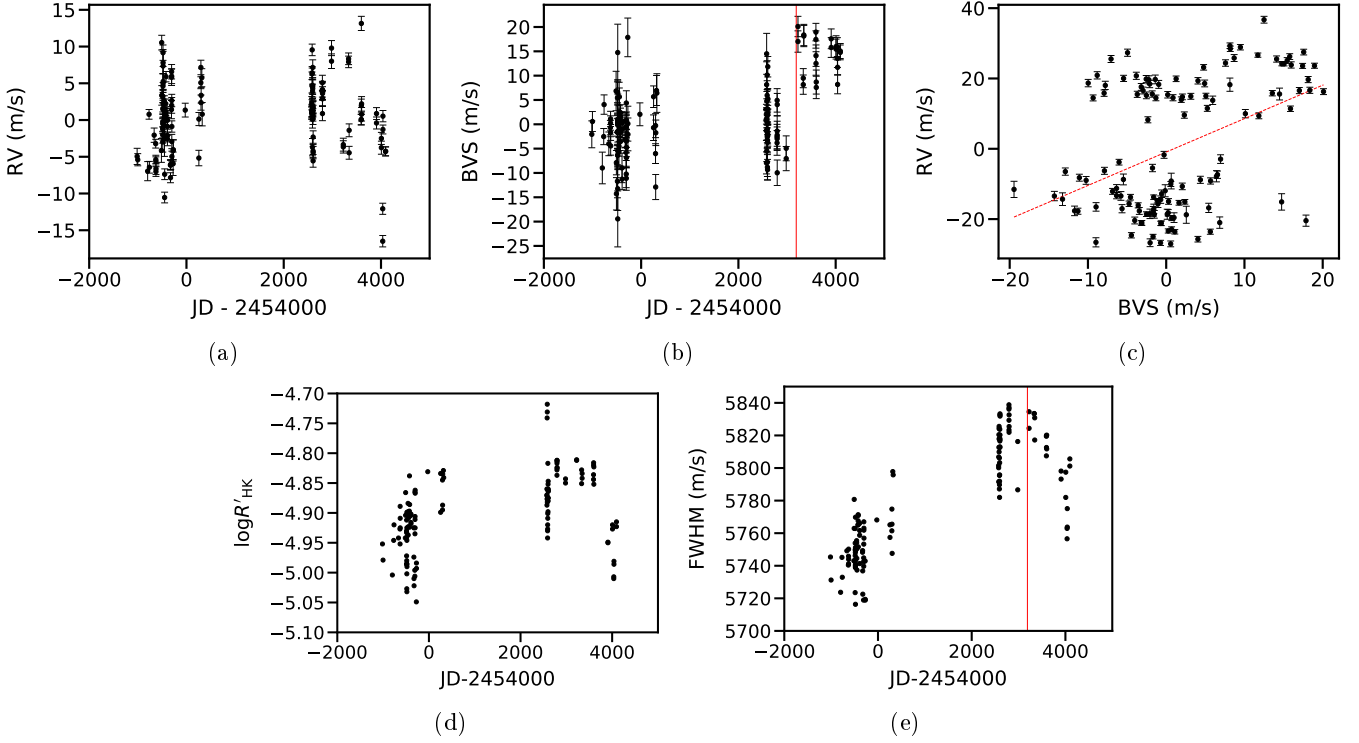


Fig. 5. HD 217987 summary. (a) RV time variations corrected from the secular acceleration drift. (b) BVS time variations, HARPS fiber change is shown with a vertical red line. (c) RV corrected from the secular acceleration drift vs BVS. The best linear fit is present in red dashed line. (d) $\log R'_{\text{HK}}$ time variations. (e) FWHM time variations.

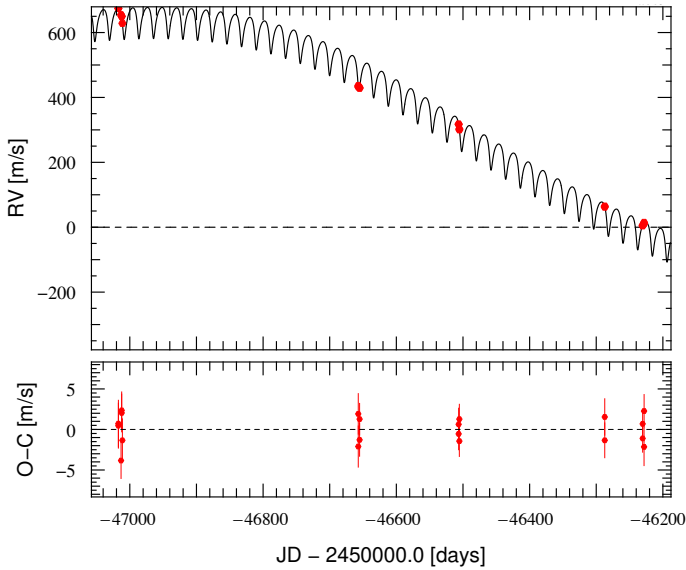


Fig. 6. Solution of HIP 36985 RV's fit by a sum of two keplerians and its residuals

periods near 2 days which are both present in the time window periodogram and BVS periodogram.

4. Analysis

4.1. Stellar intrinsic variability

Figure 8 displays the mean RV uncertainty vs. $B-V$, $v \sin i$ and M_* . We also display the RV rms vs. $B-V$, and age in Fig. 9. We observe that the mean RV uncertainty is correlated to the $v \sin i$

Table 1. HIP 36985B's orbital parameters.

Parameters	Value
P (days)	8500^{+1900}_{-1900}
a (au)	$7^{+1}_{-1.1}$
Separation (mas)	500^{+70}_{-80}
e	0.55 ± 0.04
ω ($^\circ$)	50 ± 67
K (ms^{-1})	480 ± 230
$M \sin i$ (M_{Jup})	29^{+18}_{-16}

(Pearson = -0.65 , $p_{\text{value}} \ll 1\%$). This is consistent with what is observed on older, AF main sequence stars by [Borgniet et al. \(2017, 2019\)](#). We observe a strong jitter for most of the stars. The ratio between RV rms and the mean RV uncertainty is between 390 and 1 with a median at 16.

The median RV rms is 49 ms^{-1} (300 ms^{-1} on average). This jitter is mainly caused by pulsations for early type stars (from A to F5V), and by spots and faculae for late type stars ($>F5V$). Those two regimes can be distinguished, as stars with pulsations shows a vertical spread of BVS(RV) diagram, whereas stars with spots present a correlation between RV and BVS ([Lagrange et al. 2009a](#)). The main origin of RV jitter is reported in Table A.2 for each target.

78 stars out of 89 of our sample present variations in their Ca lines. The median $\log R'_{\text{HK}}$ of our sample is -4.3 with a standard deviation of 0.2. 4 stars present signs of low activity ($\log R'_{\text{HK}} < -4.75$), 59 are active ($-4.75 < \log R'_{\text{HK}} < -4.2$) and 15 stars present signs of high activity ($\log R'_{\text{HK}} > -4.2$). We

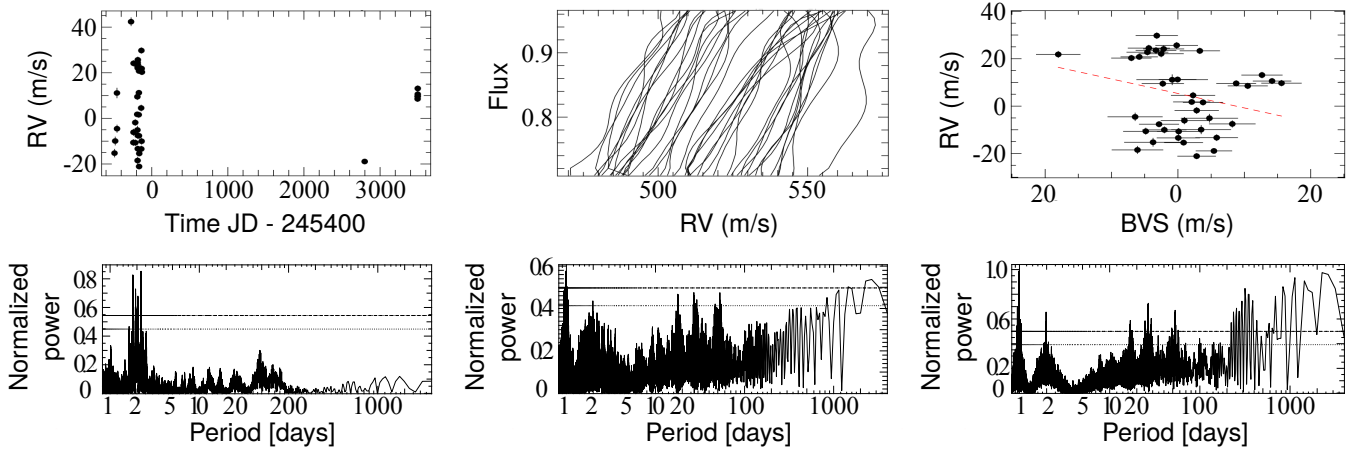


Fig. 7. BD+20 2465 summary. *Top row:* RV time variations, *left:* bisectors, *middle:* RV vs BVS (*right*). *Bottom row:* RV periodogram (*left*), BVS periodogram (*middle*), time window periodogram (*right*). The FAP at 1 and 10% are presented in dashed lines and in dotted lines.

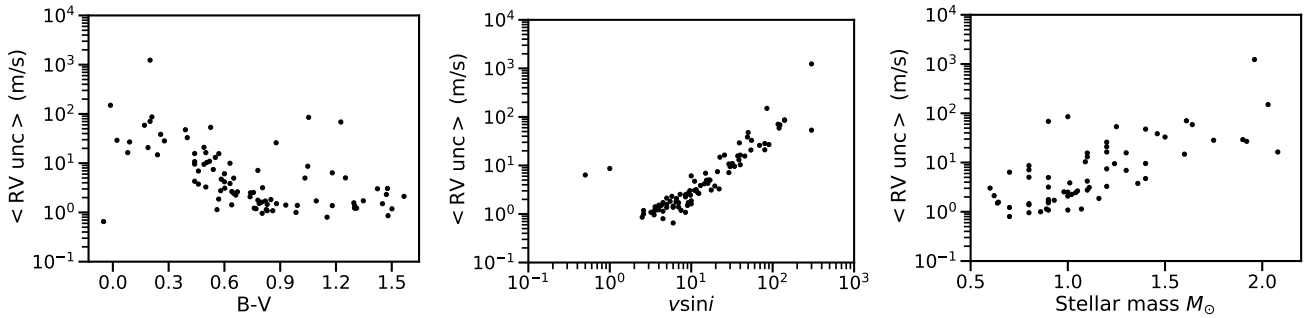


Fig. 8. Summary of the survey RV uncertainties. Mean RV uncertainty (accounting for the photon noise only) vs. $B-V$ (*left*), vs. $v \sin i$ (*middle*) and vs. M_{\star} (in M_{\odot} , *right*).

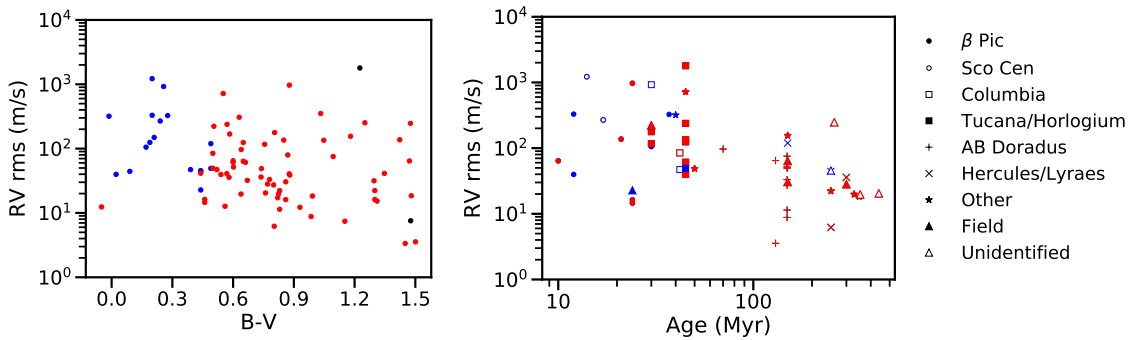


Fig. 9. Survey RV rms summary. *Left:* RV rms vs. $B-V$, *right:* RV rms and vs. age. Pulsating stars are plotted in blue, stars with RV dominated magnetic activity (spots) are plotted in red and stars with undetermined main source of RV are plotted in black. Stars with SB signature are not displayed (HD 106906, HD 131399, HD 177171). HD 197890 is not considered due to a too small set of data available.

present in Fig. 10 $\log R'_{\text{HK}}$ vs. $B-V$. Some early F-type pulsating stars also present signs of activity when all late type stars present signs of activity.

4.2. HARPS fiber change

In June 2015, the fiber of the HARPS instrument was changed in order to increase its stability (Lo Curto et al. 2015). Lo Curto et al. (2015) show that it leads to a change in the instrument profile which impacts the CCF computation and therefore the RV and BVS computation. They observed an offset in the RV between the datasets taken before and after this change of the order of 15 ms^{-1} for old F to K-type stars, based on 19 stars

(Lo Curto et al. 2015). A more detailed analysis is currently underway for a large sample of close M-type main sequence stars (Mignon et al., in prep.). In this analysis, two reference spectra are computed, one before the change and one after. Our current set of spectra for each star is not big enough to build reference spectra as done in Mignon et al. (in prep.). The offset is different from one star to the other and its correlation with stellar parameters is not yet determined (spectral type, $v \sin i$ etc.). This offset has not been estimated on young stars before and the impact of high $v \sin i$ and strong jitter is not known. One should be careful before trying to correct this offset in order to not remove signal.

The difference between the mean of the RV before and after the fiber change can be measured, however, it won't probe the

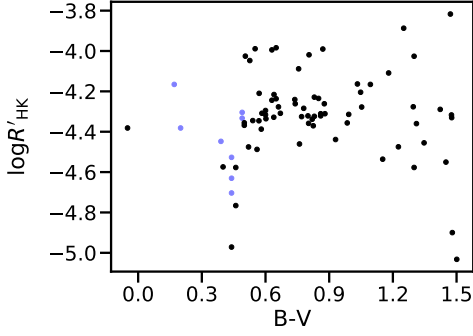


Fig. 10. Survey $\log R'_{\text{HK}}$ vs. $B-V$. Pulsating stars are plotted in blue.

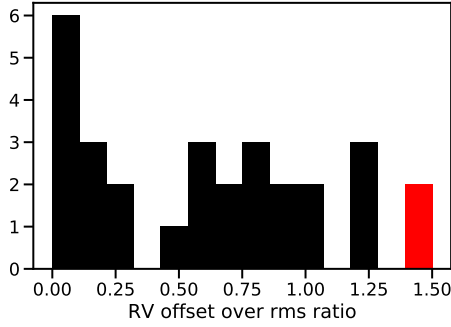


Fig. 11. Histogram of the ratio between the difference in the RV mean before and after HARPS' fiber change, and the maximum of the rms before and after the fiber change. The stars that present a ratio greater than 1.3 are plotted in red.

offset alone, as long-term variations (star magnetic cycle, unseen companions, etc.) or a bad sampling of the jitter can also induce a difference in the mean of the RV.

We then decided to correct the offset only when it is significant enough. We compared the difference between the RV mean before and after the fiber change to the maximum of the rms before and after the fiber change to determine it. First, we selected the stars for which computing rms before and after the fiber change is relevant: we excluded the stars for which we have less than 10 spectra, less than 6 spectra before the fiber change, and less than 6 spectra after. We excluded the stars identified as SB (marked “B” in Table A.2) or presenting a long-term variation due to a companion (marked “T” in Table A.2). We also excluded the stars for which the RV amplitude is more than 900 ms^{-1} as the offset should be negligible compared to the jitter. We finally excluded HD 169178 that presents a trend due to a magnetic cycle. Finally, 29 stars were not excluded. We present the histogram of the ratio between the difference in mean of RV between before and after the fiber change and the maximum of the rms before and after the fiber change in Fig. 11. We chose to correct the RV offset for the stars that present a ratio larger than 1.3 a threshold that ensure a significant offset. Two stars correspond to this criterion. We present the characteristics of their offset in Table 2, and we present the correction of the offset for one of them in Fig. B.2. They have G to K-types and present an offset of the order of 50 ms^{-1} . Such offsets are three times larger than those found on old stars (Lo Curto et al. 2015).

4.3. Exclusion of peculiar stars and RV correction for further analysis

In order to better estimate the number of potentially missed planets in our survey, we excluded some stars from our analyze

Table 2. Parameters of the stars that present a significant offset.

Name	ST	$B-V$	$\langle FWHM \rangle$ (km s^{-1})	Offset (ms^{-1})	Ratio
HD 7661	K0V	0.77	9.2	42	1.4
HD 218860	G8V	0.74	11.7	57	1.4

Notes. The offset is the difference between the RV mean before and after HARPS' fiber change, and the ratio is the ratio between the offset and the maximum of the rms before and after the fiber change.

and made some corrections on others before computing the detection limits. We excluded SB stars (HD 106906, HD 131399, HD 177171, HD 181321). Further, we excluded HD 116434 since its high value of $v \sin i$ ($>200 \text{ km s}^{-1}$) prevents the measurements of BVS. We also excluded HD 197890 for which our data are too sparse to reliably quantify the detection limits (3 spectra). Thus leads to 83 stars, 23 A-F stars, 52 F-K stars, and 8 K-M stars.

For stars with RV dominated by spots (marked A in the Table A.2) we corrected their RV from the RV-BVS correlation using Melo et al. (2007) method (see Appendix B). We corrected HD 217987 RV from its proper motion and HD 186704 RV from its long-term trend with a linear regression. For β Pic, we considered the RV corrected from its pulsations as well as β Pic b and c contributions (Lagrange et al. 2019b).

For the stars for which we identified a non ambiguous offset in the RV, we corrected their RV from this offset (see Table 2).

4.4. Detection limits

We compute $m_p \sin i$ detection limits for periods between 1 and 1000 days in the GP domain (between 1 and $13 M_{\text{Jup}}$), and in the BD domain (between 13 and $80 M_{\text{Jup}}$). We use the Local Power Analysis (LPA; Meunier et al. 2012; Borgniet et al. 2017) which determines, for all periods P , the minimum $m_p \sin i$ for which a companion on a circular orbit with a period P would lead to a signal consistent with the data, by comparing the synthetic companion maximum power of its periodogram to the maximum power of the data periodogram within a small period range around the period P .

We then compute the completeness function $C(m_p \sin i, P)$ which corresponds for a given couple ($m_p \sin i, P$) to the fraction of stars for which the companion is excluded by the detection limits (Borgniet et al. 2017). We present the 40–80% search completeness in Fig. 12.

4.5. Companion occurrence rates

We compute the upper limits of companions occurrence rates for our 83 stars in the GP ($1-13 M_{\text{Jup}}$) and BD ($13-80 M_{\text{Jup}}$) domains for AF ($B-V \in [-0.05; 0.52]$), FK ($B-V \in [0.52; 1.33]$), KM ($B-V \geq 1.33$) type stars for different ranges of periods: 1–10, 10–100, 100–1000, and 1–1000 days. We use the method described in Borgniet et al. (2017) to compute the occurrence rates and to correct them from the estimated number of missed companions n_{miss} derived from the search completeness.

We present the upper limits of the occurrence rates for all stars in Fig. 13 and for AF, FK, M, and all stars in Table 3. The GP occurrence rate is below $2_{-2}^{+3}\%$ (1σ) and the BD occurrence rate is below $1_{-1}^{+3}\%$ (1σ) for periods under 1000 days.

Table 3. GP ($m_p \sin i \in [1, 13] M_{\text{Jup}}$) and BD ($m_p \sin i \in [13, 80] M_{\text{Jup}}$) occurrence rates around young nearby stars.

$m_p \sin i$ interval (M_{Jup})	Orbital period interval (day)	$B-V$	Search completeness C (%)	Detected GP systems	Missed GP systems upper limit	GP occurrence rate upper limit (%)	Confidence intervals	
							1σ (%)	2σ (%)
1–13 (GP)	1–10	All	94	0	0.1	1.3	0–4.1	0–7.0
		[−0.05 : 0.52]	89	0	0.1	4.9	0–14.7	0–24.0
		[0.52 : 1.33]	95	0	0.1	2.0	0–6.4	0–10.8
	1–100	≥1.33	98	0	0.0	12.8	0–32.9	0–50.0
		All	89	0	0.1	1.4	0–4.4	0–7.4
		[−0.05 : 0.52]	81	0	0.2	5.4	0–16.3	0–26.7
	1–1000	[0.52 : 1.33]	91	0	0.1	2.1	0–6.7	0–11.3
		≥1.33	92	0.1	0.0	13.6	0–35.0	0–53.1
		All	80	0	0.3	1.5	0–4.9	0–8.3
13–80 (BD)	1–10	[−0.05 : 0.52]	71	0	0.4	6.2	0–18.6	0–30.5
		[0.52 : 1.33]	82	0	0.2	2.4	0–7.5	0–12.6
		≥1.33	86	0	0.2	14.5	0–37.4	0–56.6
	1–100	All	99	0	0.0	1.2	0–3.9	0–6.6
		[−0.05 : 0.52]	99	0	0.0	4.4	0–13.2	0–21.6
		[0.52 : 1.33]	99	0	0.0	1.9	0–6.2	0–10.4
	1–1000	≥1.33	99	0	0.0	12.6	0–32.6	0–49.5
		All	97	0	0.0	1.2	0–4.0	0–6.8
		[−0.05 : 0.52]	95	0	0.0	4.6	0–13.7	0–22.5
1–1000	[0.52 : 1.33]	97	0	0.0	2.0	0–6.3	0–10.6	
	≥1.33	93	0	0.1	13.4	0–34.7	0–52.6	
	All	92	0	0.1	1.3	0–4.2	0–7.2	
1–1000	[−0.05 : 0.52]	89	0	0.1	4.9	0–14.7	0–24.0	
	[0.52 : 1.33]	93	0	0.1	2.1	0–6.6	0–11.1	
	≥1.33	90	0	0.1	13.8	0–35.7	0–54.1	

Notes. The parameters are displayed in normal, bold, italic or bold and italic fonts when considering the full star sample, the early type AF stars, FK-type stars or KM-type stars, respectively.

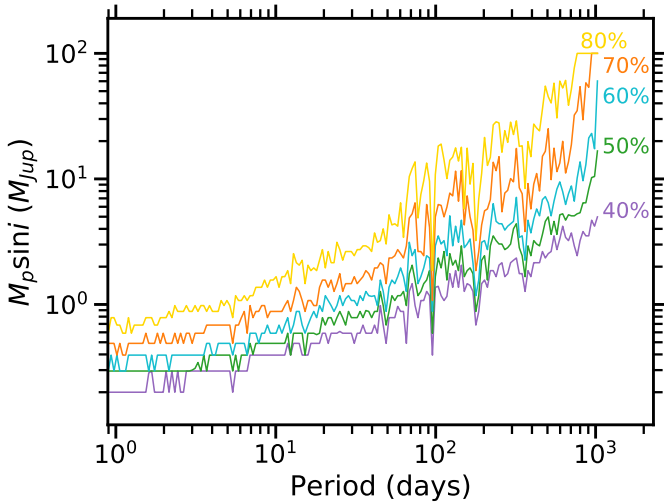


Fig. 12. Search completeness of our survey, corresponding to the lower $m_p \sin i$ for which $X\%$ of the star of the survey have detection limits below this $m_p \sin i$ at a given period P . From bottom to top 40–80%.

4.6. Comparison to surveys on main sequence stars

No GP companion with periods lower than 1000 days was detected in the present survey. This non-detection is robust

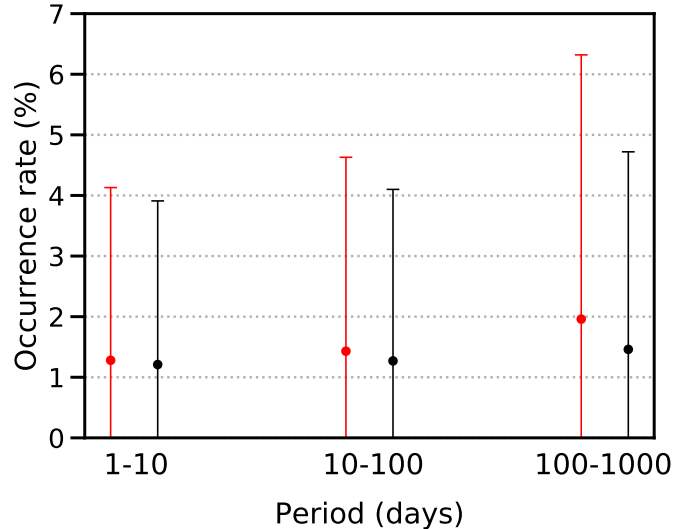


Fig. 13. Upper limits (1σ) on the occurrence rates for our survey for period ranges of 1–10, 10–100, and 100–1000 days in the GP domain (1–13 M_{Jup} , red) and BD domain (13–80 M_{Jup} , black).

for HJ as 70% of the star of the survey have detection limits lower than $1 M_{\text{Jup}}$ for period lower than 10 days. The completeness of the survey is over 71% for AF and FK stars and

$n_{\text{miss}} < 0.4$ for AF and FK stars in the 1–1000 days domain (cf. Table 3). However, we may have missed some planets with low masses and long period as only 40% of the stars of the survey have detection limits lower than $5 M_{\text{Jup}}$ between 100 and 1000 days.

We statistically tested if our GP non-detection implies GP occurrence rates around young stars significantly lower than around older main sequence (MS) stars, using the p -value formalism. The p -value is the probability to get the observed results given a null hypothesis, if it is lower than 10% then the null hypothesis can be rejected. We tested the following null hypothesis: GP occurrence rates are identical around young and main sequence stars in the same mass and period range.

We first applied this formalism in the 1–1000 days domain with a survey that have a completeness similar to ours. For AF MS stars the GP occurrence rate in this domain was estimated at $2.5^{+2.5}_{-0.5}\%$ (Borgniet et al. 2019). We detected 0 companion out of 23 stars, the corresponding p -value is $56^{+7}_{-21}\%$. The null hypothesis can not be rejected.

Then, we applied this formalism in the HJ ($P < 10$ days) domain. For FK MS stars, the occurrence rate for HJ in this domain was estimated at: $0.46^{+0.3}_{-0.3}\%$ by Cumming et al. (2008) and at $1.2 \pm 0.38\%$ by Wright et al. (2012). We detected 0 companion out of 52 stars, the corresponding p -value are respectively $79^{+13}_{-11}\%$ and $53^{+12}_{-9}\%$. The null hypothesis can not be rejected.

There is no evidence for a difference in occurrence rates of HJ between young and MS stars.

BD companions occurrence rates around MS stars is low: $f \leq 1.1^{+4.1}_{-1.1}\%$ for periods less than 1000 days (Borgniet et al. 2017), our non detection is not surprising. A bigger sample is needed to determine if BD occurrence rates around young and MS stars are different or not.

5. Conclusions

We observed 89 young A- to M-type stars over 3 yr or more with HARPS to search for GP and BD with periods less than 1000 days. This survey allowed to detect close binaries around HD 106906 and around HD 131399 (Lagrange et al. 2015, 2017). We constrained the period of HD 181321B and confirmed the RV trend in HD 186704's RV. We also discovered a low-mass star companion to HIP 36985. No GP companion was detected in this survey. We obtain upper limits on the GP and BD occurrence rates, they are respectively $2^{+3}_{-2}\%$ and $1^{+3}_{-1}\%$ for periods of less than 1000 days. Our comparison of these occurrence rates to those derived for MS stars (Borgniet et al. 2019; Cumming et al. 2008; Wright et al. 2012) indicates that there is no evidence for a difference in occurrence rates of HJ between young and MS stars.

The forthcoming analysis of our SOPHIE survey around young stars and of our on-going HARPS survey on Sco-Cen stars will add 60 and 80 stars, respectively, in our analysis. This will allow for the derivation of more accurate occurrence rates and it will help in the search for the possible impact of system ages on occurrence rates.

Acknowledgements. We acknowledge support from the French CNRS and from the Agence Nationale de la Recherche (ANR grant GIPSE ANR-14-CE33-0018). This work has been supported by a grant from Labex OSUG@2020 (Investissements d'avenir – ANR10 LABX56). These results have made use of the SIMBAD database, operated at the CDS, Strasbourg, France. ESO SD acknowledges the support by INAF/Frontiera through the “Progetti Premiali” funding scheme of the Italian Ministry of Education, University, and Research.

References

- Ammler-von Eiff, M., & Guenther, E. W. 2009, *A&A*, 508, 677
- Aumann, H. H. 1985, *PASP*, 97, 885
- Backman, D. E., & Gillett, F. C. 1987, in *Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, Lecture Notes in Physics, eds. J. L. Linsky, & R. E. Stencel (Berlin: Springer Verlag), 291, 340
- Bailey, V., Meshkat, T., Reiter, M., et al. 2014, *ApJ*, 780, L4
- Beichman, C. A., Bryden, G., Stapelfeldt, K. R., et al. 2006, *ApJ*, 652, 1674
- Beust, H., Lagrange-Henri, A. M., Vidal-Madjar, A., & Ferlet, R. 1989, *A&A*, 223, 304
- Bonavita, M., Desidera, S., Thalmann, C., et al. 2016, *A&A*, 593, A38
- Borgniet, S., Lagrange, A. M., Meunier, N., & Galland, F. 2017, *A&A*, 599, A57
- Borgniet, S., Lagrange, A.-M., Meunier, N., et al. 2019, *A&A*, 621, A87
- Bouchy, F., & Sophie Team. 2006, in *Tenth Anniversary of 51 Peg-b: Status of and Prospects for Hot Jupiter Studies*, eds. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou (Paris: Frontier Group), 319
- Brandt, T. D., Kuzuhara, M., McElwain, M. W., et al. 2014, *ApJ*, 786, 1
- Carpenter, J. M., Bouwman, J., Mamajek, E. E., et al. 2009, *ApJS*, 181, 197
- Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A.-M., et al. 2017a, in SF2A-2017: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, ed. C. Reyl , P. Di Matteo, F. Herpin, E. Lagadec, A. Lançon, Z. Meliani, & F. Royer, 331
- Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A.-M., et al. 2017b, *A&A*, 605, L9
- Chen, C. H., Patten, B. M., Werner, M. W., et al. 2005, *ApJ*, 634, 1372
- Chen, C. H., Mittal, T., Kuchner, M., et al. 2014, *ApJS*, 211, 25
- Choquet, E., Perrin, M. D., Chen, C. H., et al. 2016, *ApJ*, 817, L2
- Churcher, L., Wyatt, M., & Smith, R. 2011, *MNRAS*, 410, 2
- Cumming, A., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2008, *PASP*, 120, 531
- de la Reza, R., & Pinzón, G. 2004, *ApJ*, 128, 1812
- Delorme, P., Lagrange, A. M., Chauvin, G., et al. 2012, *A&A*, 539, A72
- Delorme, P., Schmidt, T., Bonnefoy, M., et al. 2017, *A&A*, 608, A79
- Desidera, S., Covino, E., Messina, S., et al. 2015, *A&A*, 573, A126
- Desort, M., Lagrange, A. M., Galland, F., Udry, S., & Mayor, M. 2007, *A&A*, 473, 983
- Diez Alonso, E., Caballero, J. A., Montes, D., et al. 2019, *A&A*, 621, A126
- Donaldson, J. K., Roberge, A., Chen, C. H., et al. 2012, *ApJ*, 753, 147
- Donati, J. F., Moutou, C., Malo, L., et al. 2016, *Nature*, 534, 662
- Esposito, M., Guenther, E., Hatzes, A. P., & Hartmann, M. 2006, in *Tenth Anniversary of 51 Peg-b: Status of and Prospects for Hot Jupiter Studies*, eds. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou (Paris: Frontier Group), 127
- Figueira, P., Marmier, M., Bonfils, X., et al. 2010, *A&A*, 513, L8
- Folsom, C. P., Bouvier, J., Petit, P., et al. 2018, *MNRAS*, 474, 4956
- Frankowski, A., & Jorissen, A. 2007, *Balt. Astron.*, 16, 104
- Fuhrmann, K., Chini, R., Kaderhandt, L., & Chen, Z. 2017, *ApJ*, 836, 139
- Gaia Collaboration (Brown, A. G. A., et al.) 2018, *A&A*, 616, A1
- Galland, F., Lagrange, A. M., Udry, S., et al. 2005a, *A&A*, 443, 337
- Galland, F., Lagrange, A. M., Udry, S., et al. 2005b, *A&A*, 444, L21
- Gallet, F., & Bouvier, J. 2015, *A&A*, 577, A98
- Golimowski, D. A., Krist, J. E., Stapelfeldt, K. R., et al. 2011, *AJ*, 142, 30
- Grandjean, A., Lagrange, A. M., Beust, H., et al. 2019, *A&A*, 627, L9
- Guenther, E. W., & Esposito, E. 2007, ArXiv e-prints [arXiv:astro-ph/0701293]
- Hillenbrand, L. A., Carpenter, J. M., Kim, J. S., et al. 2008, *ApJ*, 677, 630
- Hobbs, L. M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Albert, C. E., & Gry, C. 1985, *ApJ*, 293, L29
- Holland, W. S., Greaves, J. S., Zuckerman, B., et al. 1998, *Nature*, 392, 788
- Hu elamo, N., Figueira, P., Bonfils, X., et al. 2008, *A&A*, 489, L9
- Kalas, P., Liu, M. C., & Matthews, B. C. 2004, *Science*, 303, 1990
- Kiefer, F., Lecavelier des Etangs, A., Boissier, J., et al. 2014, *Nature*, 514, 462
- Kiraga, M. 2012, *Acta Astron.*, 62, 67
- Kley, W., & Nelson, R. P. 2012, *ARA&A*, 50, 211
- Koen, C., & Eyler, L. 2002, *MNRAS*, 331, 45
- Kov r , Z., Strassmeier, K., Granzer, T., et al. 2004, *A&A*, 417, 1047
- Lagrange-Henri, A. M., Vidal-Madjar, A., & Ferlet, R. 1988, *A&A*, 190, 275
- Lagrange, A. M., Desort, M., Galland, F., Udry, S., & Mayor, M. 2009a, *A&A*, 495, 335
- Lagrange, A. M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009b, *A&A*, 493, L21
- Lagrange, A. M., De Bondt, K., Meunier, N., et al. 2012, *A&A*, 542, A18
- Lagrange, A.-M., Meunier, N., Chauvin, G., et al. 2013, *A&A*, 559, A83
- Lagrange, A.-M., Mathias, P., & Absil, O. 2015, *A&A*, submitted
- Lagrange, A.-M., Keppler, M., Beust, H., et al. 2017, *A&A*, 608, L9
- Lagrange, A. M., Boccaletti, A., Langlois, M., et al. 2019a, *A&A*, 621, L8
- Lagrange, A. M., Meunier, N., Rubini, P., et al. 2019b, *Nat. Astron.*, 421
- Lawler, S. M., Beichman, C. A., Bryden, G., et al. 2009, *ApJ*, 705, 89
- Lindgren, S., & Heiter, U. 2017, *A&A*, 604, A97

- Lo Curto, G., Pepe, F., Avila, G., et al. 2015, *The Messenger*, 162, 9
- Mamajek, E. E. 2012, *ApJ*, 754, L20
- Mamajek, E. E., Meyer, M. R., Hinz, P. M., et al. 2004, *ApJ*, 612, 496
- Mannings, V., & Barlow, M. J. 1998, *ApJ*, 497, 330
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 2
- McDonald, I., Zijlstra, A. A., & Boyer, M. L. 2012, *MNRAS*, 427, 343
- Melo, C., Santos, N. C., Gieren, W., et al. 2007, *A&A*, 467, 721
- Meshkat, T., Bailey, V., Rameau, J., et al. 2013, *ApJ*, 775, L40
- Messina, S., Desidera, S., Turatto, M., Lanzafame, A. C., & Guinan, E. F. 2010, *A&A*, 520, A15
- Messina, S., Millward, M., Buccino, A., et al. 2017, *A&A*, 600, A83
- Meunier, N., Lagrange, A. M., & De Bondt, K. 2012, *A&A*, 545, A87
- Meyer, M. R., Hillenbrand, L. A., Backman, D. E., et al. 2004, *ApJS*, 154, 422
- Meyer, M. R., Hillenbrand, L. A., Backman, D., et al. 2006, *PASP*, 118, 1690
- Meyer, M. R., Carpenter, J. M., Mamajek, E. E., et al. 2008, *ApJ*, 673, L181
- Milli, J., Hibon, P., Christiaens, V., et al. 2017, *A&A*, 597, L2
- Montesinos, B., Eiroa, C., Mora, A., & Merrín, B. 2009, *A&A*, 495, 901
- Montet, B. T., Crepp, J. R., Johnson, J. A., Howard, A. W., & Marcy, G. W. 2014, *ApJ*, 781, 28
- Moór, A., Ábrahám, P., Kóspál, A., et al. 2013, *ApJ*, 775, L51
- Morales, F. Y., Bryden, G., Werner, M. W., & Stapelfeldt, K. R. 2016, *ApJ*, 831, 97
- Morin, J., Donati, J. F., Petit, P., et al. 2008, *MNRAS*, 390, 567
- Moro-Martín, A., Marshall, J. P., Kennedy, G., et al. 2015, *ApJ*, 801, 143
- Nidever, D. L., Marcy, G. W., Butler, R. P., Fischer, D. A., & Vogt, S. S. 2002, *ApJS*, 141, 503
- Nielsen, E. L., De Rosa, R. J., Rameau, J., et al. 2017, *AJ*, 154, 218
- Nordström, B., Mayor, M., Andersen, J., et al. 2004, *A&A*, 418, 989
- Olmedo, M., Chávez, M., Bertone, E., & De la Luz, V. 2013, *PASP*, 125, 1436
- Passegger, V. M., Reiners, A., Jeffers, S. V., et al. 2018, *A&A*, 615, A6
- Patel, R. I., Metchev, S. A., & Heinze, A. 2014, *ApJS*, 212, 10
- Paulson, D. B., & Yelda, S. 2006, *PASP*, 118, 706
- Pecaut, M. J., Mamajek, E. E., & Bubar, E. J. 2012, *ApJ*, 746, 154
- Plavchan, P., Werner, M. W., Chen, C. H., et al. 2009, *ApJ*, 698, 1068
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Poveda, A., Allen, C., Costero, R., Echevarría, J., & Hernández-Alcántara, A. 2009, *ApJ*, 706, 343
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013a, *ApJ*, 772, L15
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A. M., et al. 2013b, *A&A*, 553, A60
- Rebull, L. M., Stapelfeldt, K. R., Werner, M. W., et al. 2008, *ApJ*, 681, 1484
- Rebull, L. M., Stauffer, J. R., Bouvier, J., et al. 2016, *AJ*, 152, 114
- Rhee, J. H., Song, I., Zuckerman, B., & McElwain, M. 2007, *ApJ*, 660, 1556
- Rodet, L., Beust, H., Bonnefoy, M., et al. 2017, *A&A*, 602, A12
- Schneider, G., Silverstone, M. D., Hines, D. C., et al. 2006, *ApJ*, 650, 414
- Ségransan, D., Mayor, M., Udry, S., et al. 2011, *A&A*, 535, A54
- Sierchio, J. M., Rieke, G. H., Su, K. Y. L., & Gáspár, A. 2014, *ApJ*, 785, 33
- Simon, M., & Schaefer, G. H. 2011, *ApJ*, 743, 158
- Smith, B. A., & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
- Soto, M. G., Jenkins, J. S., & Jones, M. I. 2015, *MNRAS*, 451, 3131
- Soummer, R., Perrin, M. D., Pueyo, L., et al. 2014, *ApJ*, 786, L23
- Stauffer, J., Rebull, L., Bouvier, J., et al. 2016, *AJ*, 152, 115
- Strassmeier, K. G., Pichler, T., Weber, M., & Granzer, T. 2003, *A&A*, 411, 595
- Teyssandier, J., Lai, D., & Vick, M. 2019, *MNRAS*, 486, 2265
- Tokovinin, A. 2014, *AJ*, 147, 87
- Tremko, J., Bakos, G. A., Žižňovský, J., & Pribulla, T. 2010, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso*, 40, 83
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
- Vigan, A., Bonavita, M., Biller, B., et al. 2017, *A&A*, 603, A3
- Wagner, K., Apai, D., Kasper, M., et al. 2016, *Science*, 353, 673
- Weise, P., Launhardt, R., Setiawan, J., & Henning, T. 2010, *A&A*, 517, A88
- Wright, N. J., Drake, J. J., Mamajek, E. E., & Henry, G. W. 2011, *ApJ*, 743, 48
- Wright, J. T., Marcy, G. W., Howard, A. W., et al. 2012, *ApJ*, 753, 160
- Yu, L., Donati, J.-F., Hébrard, E. M., et al. 2017, *MNRAS*, 467, 1342
- Zuckerman, B., & Song, I. 2004, *ApJ*, 603, 738
- Zuckerman, B., Rhee, J. H., Song, I., & Bessell, M. S. 2011, *ApJ*, 732, 61
- Zuckerman, B., Vican, L., Song, I., & Schneider, A. 2013, *ApJ*, 778, 5

Appendix A: Sample

Table A.1. Stars characteristics for the 89 stars of our HARPS RV survey.

Name HD/BD/CD	HIP	ST	$B-V$	Mass (M_{\odot})	Age (Myr)	$v \sin i$ (km s^{-1})	Rotation period (days)	IR/D
HD 105	490	G0V	0.600	1.1 ^(a)	45 ₁₀ ⁵ ^(a)	14.5	–	y ^(b) /y ^(b)
HD 984	1134	F7V	0.500	1.2 ^(a)	42 ₇ ⁸ ^(a)	40.0	–	–/n ^(c)
HD 987	1113	G8V	0.756	0.98 ^(d)	30 ₁₅ ¹⁵ ^(c)	7.3	3.72 ± 0.01 ^(e)	n ^(f) /y ^(d)
HD 1466	1481	F8V	0.540	1.2 ^(a)	45 ₁₀ ⁵ ^(a)	21.0	–	y ^(g) /y ^(h)
HD 3221	2729	K4V	1.226	0.9 ^(e)	45 ₁₀ ⁵ ^(a)	123.0	0.370 ± 0.002 ^(e)	n ⁽ⁱ⁾ /y ^(h)
HD 6569	5191	K1V	0.830	0.8 ^(a)	149 ₄₉ ³¹ ^(a)	6.0	7.13 ± 0.05 ^(e)	–/–
HD 7661	5938	K0V	0.770	–	300 ₅₀ ⁵⁰ ^(c)	7.5	7.46 ^(j)	n ^(k) /n ^(h)
HD 10008	7576	K0V	0.803	0.8 ^(a)	250 ₅₀ ⁵⁰ ^(a)	3.5	7.15 ± 0.10 ^(l)	y ^(m) /y ⁽ⁿ⁾
HD 16765	12 530	F71V	0.520	–	–	32.0	–	–/–
HD 17925	13 402	K1V	0.860	0.9 ^(a)	150 ₈₀ ¹⁵⁰ ^(a)	8.5	6.76 ^(j)	y ^(o) /–
HD 18599	13 754	K2V	0.880	–	–	4.3	–	–/–
HD 19668	14 684	K0V	0.780	0.9 ^(a)	149 ₄₉ ³¹ ^(a)	6.5	5.46 ± 0.08 ^(e)	y ^(p) /y ^(c)
HD 24916	18 512	K4V	1.152	0.7 ^(q)	–	4.5	–	–/–
HD 25457	18 859	F6V	0.500	1.2 ^(a)	149 ₄₉ ³¹ ^(a)	22.0	3.13 ^(j)	y ^(r) /–
HD 26923	19 859	G0IV	0.560	1.07 ^(q)	–	3.5	–	–/–
HD 29391	21 547	F0IV	0.277	1.75 ^(s)	37 ₉ ⁹ ^(am)	80.0	–	y ⁽ⁿ⁾ /–
HD 30447	22 226	F3V	0.390	1.4 ^(a)	42 ₇ ⁸ ^(a)	50.0	–	y ^(t) /y ^(u)
HD 35650	25 283	K6V	1.311	0.7 ^(e)	–	4.0	9.34 ± 0.08 ^(e)	y ^(r) /y ^(v)
HD 37572	26 373	K0V	1.094	0.9 ^(d)	149 ₄₉ ³¹ ^(a)	9.2	4.52 ± 0.02 ^(e)	y ^(r) /n ^(d)
HD 39060	27 321	A6V	0.170	1.64 ^(d)	30 ^(d)	130.0	–	y ^(w) /y ^(x)
HD 41593	28 954	K0V	0.825	1.01 ^(q)	329 ₉₃ ⁹³ ^(m)	4.5	–	–/–
HD 43989	30 030	G0V	0.570	1.1 ^(a)	45 ₁₀ ⁵ ^(a)	45.5	1.15 ^(j)	y ^(p) /y ^(c)
HD 44627	30 034	K1V	0.805	0.9 ^(e)	30 ₁₅ ¹⁵ ^(c)	11.5	3.85 ± 0.01 ^(e)	–/n ^(c)
HD 45081	29 964	K4V	1.251	0.8 ^(e)	–	16.4	2.67 ± 0.01 ^(e)	n ^(y) /y ^(c)
HD 45270	30 314	G1V	0.602	1.11 ^(d)	149 ₄₉ ³¹ ^(a)	17.6	–	y ^(p) /n ^(d)
HD 59967	36 515	G3V	0.639	1.09 ^(m)	353 ₅₈ ⁵⁸ ^(m)	4.0	–	y ^(m) /–
HD 61005	36 948	G8V	0.740	1.0 ^(a)	50 ₁₀ ²⁰ ^(a)	8.5	5.04 ± 0.03 ^(aa)	y ^(ab) /y ^(ac)
HD 63608	37 923	K0V	0.830	1.0 ^(a)	250 ₅₀ ⁵⁰ ^(a)	3.2	–	–/–
HD 77825	44 526	K2V	0.992	0.8 ^(a)	350 ₁₅₀ ¹⁵⁰ ^(a)	7.0	8.64 ^(ad)	–/–
HD 82558	46 816	K1V	0.870	0.8 ^(ae)	–	29.0	1.70 ^(j)	–/–
HD 89449	50 564	F6IV	0.440	–	–	16.0	–	–/–

Notes. Spectral type (ST) and $B-V$ values are taken from the CDS database. The $v \sin i$ values are taken from the CDS if present, or are computed with SAFIR based on the CCF width. The IR/D column report if either an IR excess is reported (y) or not (n) and if a disc has been imaged (y) or not (n) in the literature.

References. ^(a)Vigan et al. (2017), ^(b)Meyer et al. (2004), ^(c)Weise et al. (2010), ^(d)Lagrange et al. (2013), ^(e)Messina et al. (2010), ^(f)Rebull et al. (2008), ^(g)Sierchio et al. (2014), ^(h)Mamajek et al. (2004), ⁽ⁱ⁾Donaldson et al. (2012), ^(j)Wright et al. (2011), ^(k)Lawler et al. (2009), ^(l)Folsom et al. (2018), ^(m)Plavchan et al. (2009), ⁽ⁿ⁾Patel et al. (2014), ^(o)Hillenbrand et al. (2008), ^(p)Carpenter et al. (2009), ^(q)Ammler-von Eiff & Guenther (2009), ^(r)Zuckerman et al. (2011), ^(s)Simon & Schaefer (2011), ^(t)Chen et al. (2014), ^(u)Soummer et al. (2014), ^(v)Choquet et al. (2016), ^(w)Aumann (1985), ^(x)Smith & Terrile (1984), ^(y)McDonald et al. (2012), ^(aa)Folsom et al. (2018), ^(ab)Meyer et al. (2008), ^(ac)Meyer et al. (2006), ^(ad)Kiraga (2012), ^(ae)Kovári et al. (2004), ^(af)Morales et al. (2016), ^(ag)Chen et al. (2005), ^(ah)Golimowski et al. (2011), ^(ai)Rameau et al. (2013a), ^(aj)Meshkat et al. (2013), ^(ak)Rhee et al. (2007), ^(al)Moór et al. (2013), ^(am)Montet et al. (2014), ^(an)Kiraga (2012), ^(ao)Mannings & Barlow (1998), ^(ap)de la Reza & Pinzón (2004), ^(aq)Bailey et al. (2014), ^(ar)Pecaut et al. (2012), ^(as)Sierchio et al. (2014), ^(at)Kalas et al. (2004), ^(au)Montesinos et al. (2009), ^(av)Chauvin et al. (2017b), ^(aw)Nielsen et al. (2017), ^(ax)Koen & Eyser (2002), ^(ay)Brandt et al. (2014), ^(az)Morales et al. (2016), ^(ba)Strassmeier et al. (2003), ^(bb)Messina et al. (2017), ^(bc)Fuhrmann et al. (2017), ^(bd)Olmedo et al. (2013), ^(be)Schneider et al. (2006), ^(bf)Bonavita et al. (2016), ^(bg)Zuckerman et al. (2013), ^(bh)Desidera et al. (2015), ^(bi)Churher et al. (2011), ^(bj)Rameau et al. (2013b), ^(bk)Kalas et al. (2004), ^(bl)Moro-Martín et al. (2015), ^(bm)Milli et al. (2017), ^(bn)Delorme et al. (2017), ^(bo)Beichman et al. (2006), ^(bp)Mamajek (2012), ^(bq)Backman & Gillett (1987), ^(br)Holland et al. (1998), ^(bs)Delorme et al. (2012), ^(bt)Zuckerman & Song (2004), ^(bu)Lindgren & Heiter (2017), ^(bv)Passegger et al. (2018), ^(bw)Poveda et al. (2009), ^(bx)Morin et al. (2008).

Table A.1. continued.

Name HD/BD/CD	HIP	ST	$B-V$	Mass (M_{\odot})	Age (Myr)	$v \sin i$ (km s^{-1})	Rotation period (days)	IR/D
HD 90905	51 386	F5V	0.569	1.16 ^(d)	170 $_{70}^{180}$ ^(a)	10.0	2.60 ^(j)	y ^(p) /y ^(af)
HD 92945	52 462	K1V	0.877	0.9 ^(a)	170 $_{70}^{130}$ ^(a)	4.0	–	n ^(ag) /y ^(ah)
HD 95086	53 524	A8III	0.240	1.6 ^(ai)	17 $_{4}^{4}$ ^(aj)	22.5	–	y ^(ak) /y ^(al)
HD 95650	53 985	M2V	1.477	0.59 ^(am)	–	11.0	14.80 ^(an)	–/–
HD 99211	55 705	A7V	0.210	–	–	140.0	–	y ^(ao) /–
HD 102458	57 524	G4V	0.630	1.70 ^(ap)	–	31.0	–	y ^(f) /n ^(d)
HD 103743	58 241	G4V	0.670	–	–	9.0	–	–/–
HD 105690	59 315	G5V	0.661	1.02 ^(d)	8 $_{8}^{15}$ ^(c)	8.5	–	–/–
HD 106906	59 960	F5V	0.400	1.5 ^(aq)	13 $_{2}^{2}$ ^(ar)	55.0	–	y ^(as) /y ^(at)
HD 108767	60 965	K0V	–0.050	2.74 ^(au)	–	6.0	–	–/–
HD 116434	65 426	A2V	0.200	1.96 ^(av)	14 $_{4}^{4}$ ^(aw)	300.0	–	n ^(aw) /–
HD 118100	66 252	K5V	1.180	0.7 ^(a)	150 $_{50}^{50}$ ^(a)	0.5	3.96 ^(j)	–/–
HD 131399	72 940	A1V	0.080	2.08 ^(aw)	21 $_{3}^{4}$ ^(aw)	25.6	–	–/–
HD 141943	–	G2V	0.505	1.09 ^(d)	30 $_{15}^{15}$ ^(c)	40.0	2.2 ^(an)	–/n ^(d)
HD 146464	79 958	K3V	1.033	–	–	17.0	2.329 ^(ax)	–/–
HD 146624	79 881	A0V	0.022	1.9 ^(d)	12 ^(d)	39.0	–	–/n ^(d)
HD 152555	82 688	F8V	0.600	–	130 $_{20}^{20}$ ^(ay)	10.0	2.77 ^(j)	n ^(r) /n ^(c)
HD 159492	86 305	A5IV	0.189	–	–	54.0	–	–/y ^(az)
HD 164249	88 399	F6V	0.460	1.3 ^(a)	24 $_{5}^{5}$ ^(a)	15.0	–	y ^(t) /–
HD 169178	–	K0V	0.850	–	–	5.5	–	–/–
HD 171488	91 043	G2V	0.551	1.1 ^(a)	45 $_{25}^{35}$ ^(a)	38.5	1.3371 \pm 0.0002 ^(ba)	–/–
HD 172555	92 024	A7V	0.200	1.61 ^(d)	12 ^(bb)	116.5	–	y ^(d) /y ^(d)
HD 174429	92 680	G9IV	0.878	1.2 ^(a)	24 $_{5}^{5}$ ^(a)	69.0	0.944 \pm 0.001 ^(bb)	y ^(t) /–
HD 177171	93 815	F6V	0.526	1.25 ^(ap)	30 ^(d)	300.0	4.737 ^(ax)	–/n ^(d)
HD 181321	95 149	G2V	0.630	0.89 ^(bc)	–	13.0	5.7 ^(bd)	–/–
HD 181327	95 270	F6V	0.460	1.36 ^(d)	24 $_{5}^{5}$ ^(a)	19.5	–	y ^(ao) /y ^(be)
HD 183414	96 334	G3V	0.650	1.04 ^(d)	150 $_{80}^{70}$ ^(a)	9.8	3.924 ^(ax)	–/–
HD 186704	97 255	G0V	0.583	1.4 ^(bf)	100 ^(bg)	11.0	3.511 ^(an)	y ^(y) /–
HD 188228	98 495	A0V	–0.013	2.03 ^(e)	40 ^(d)	85.0	–	–/n ^(d)
HD 189245	98 470	F7V	0.490	1.2 ^(a)	150 $_{50}^{150}$ ^(a)	80.0	1.88 \pm 0.01 ^(bh)	–/–
HD 191089	99 273	F5V	0.440	1.3 ^(a)	24 $_{5}^{5}$ ^(c)	37.3	0.488 \pm 0.005 ^(bh)	y ^(ao) /y ^(bi)
HD 197481	102 409	M1V	1.423	0.6 ^(e)	21 $_{5}^{7}$ ^(ay)	9.6	4.84 \pm 0.02 ^(e)	y ^(bj) /y ^(bk)
HD 197890	102 626	K3V	1.053	1.0 ^(a)	45 $_{35}^{55}$ ^(a)	140.0	0.3804 ^(an)	y ^(y) /–
HD 202917	105 388	G7V	0.650	0.9 ^(a)	45 $_{10}^{5}$ ^(a)	15.4	3.36 \pm 0.01 ^(e)	y ⁽ⁿ⁾ /y ^(u)
HD 206860	107 350	G0V	0.580	1.1 ^(a)	300 $_{100}^{700}$ ^(a)	12.0	4.86 ^(j)	y ^(t) /y ^(bl)
HD 206893	107 412	F5V	0.440	1.24 ^(bm)	250 $_{200}^{450}$ ^(bn)	29.0	–	y ^(as) /y ^(bm)
HD 207575	107 947	F6V	0.490	1.24 ^(d)	45 $_{15}^{5}$ ^(a)	30.0	–	y ^(r) /n ^(d)
HD 213845	111 449	F7V	0.440	1.4 ^(a)	250 $_{50}^{750}$ ^(a)	34.0	–	y ^(bo) /–
HD 215641	112 491	G8V	0.760	–	440 $_{40}^{40}$ ^(ay)	3.6	–	–/–
HD 216956	113 368	A3V	0.090	1.92 ^(bp)	440 $_{40}^{40}$ ^(bp)	90.0	–	y ^(bg) /y ^(br)
HD 217343	113 579	G5V	0.640	1.05 ^(a)	70 ^(d)	12.4	–	–/n ^(d)
HD 217987	114 046	M2V	1.480	0.47 ^(am)	100 – –10000 ^(bs)	2.5	–	–/–
HD 218396	114 189	A5V	0.257	1.46 ^(a)	30 ^(d)	49.0	–	y ^(bt) /y ^(ak)
HD 218860	114 530	G8V	0.738	1.0 ^(e)	–	6.6	5.17 \pm 0.02 ^(e)	y ^(r) /–

Table A.1. continued.

Name HD/BD/CD	HIP	ST	$B-V$	Mass (M_{\odot})	Age (Myr)	$v \sin i$ (km s^{-1})	Rotation period (days)	IR/D
HD 221575	116 258	K2V	0.930	–	–	3.6	–	–/–
HD 223340	–	K1V	0.820	–	–	7.0	–	–/–
HD 224228	118 008	K2V	0.985	0.86 ^(d)	149 ₄₉ ^{31 (a)}	2.6	–	y ^(r) /n ^(d)
–	6276	G9V	0.800	0.9 ^(a)	149 ₄₉ ^{31 (a)}	10.0	6.40 ^(j)	y ^(as) /y ^(c)
–	116 384	K7V	1.347	–	–	4.5	–	–/–
–	17 157	K7V	1.300	–	–	5.0	–	–/–
–	23 309	M0V	1.471	0.55 ^(ap)	10 ₃ ^(c)	5.8	8.60 ± 0.07 ^(e)	–/n ^(f)
–	31 878	K7V	1.296	0.643 ^(bu)	–	5.0	9.06 ± 0.08 ^(e)	–/–
–	36 985	M2V	1.476	0.621 ^(bv)	260 ₂₆₀ ^{420 (bw)}	5.0	12.16 ^(an)	–/–
–	44 722	K7V	1.450	0.638 ^(bu)	–	9.0	–	–/–
–	46 634	G5V	0.860	–	–	6.0	3.05 ± 0.03 ^(e)	–/–
–	51 317	M2V	1.501	–	130 ₂₀ ^{40 (ay)}	2.6	–	–/–
BD+20 2465	–	M5V	1.300	0.42 ^(bx)	–	3.8	2.60 ^(j)	–/–
CD-46 1064	–	K3V	1.048	0.8 ^(a)	45 ₁₀ ^{5 (a)}	1.0	3.74 ± 0.04 ^(e)	–/–

Table A.2. Results for the 89 stars of our HARPS RV survey.

Stellar characteristics					Survey results.										
Name HD/BD/CD	HIP	ST	TBL	N_m	RV			BVS			RV- BVS corr.	$\langle FWHM \rangle$	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	V	
					A	rms	$\langle U \rangle$	A	rms	$\langle U \rangle$					
			(day)		(ms ⁻¹)			(ms ⁻¹)					(km s ⁻¹)		
HD 105	490	G0V	4606	36	236.8	61.1	4.2	310.7	9.8	72.9	-0.67	22.6	-4.316	A	
HD 984	1134	F7V	867	21	301.9	84.6	16.4	571.8	38.2	137.4	-0.46	59.7	-4.368	A	
HD 987	1113	G8V	2621	19	502.6	116.8	2.5	393.6	6.4	103.1	-1.08	13.0	-4.088	A	
HD 1466	1481	F8V	4400	19	135.8	39.6	7.4	189.8	17.6	55.9	-0.66	32.3	-4.344	A	
HD 3221	2729	K4V	4014	5	4793.4	1794.3	68.6	3115.1	172.5	1447.8	-0.54	203.6	-4.474	–	
HD 6569	5191	K1V	8	4	24.0	11.4	1.5	17.8	3.8	7.5	-1.49	9.6	-4.228	A	
HD 7661	5938	K0V	1525	29	96.0	28.1	1.2	50.5	3.3	12.5	-1.42	9.2	-4.325	A	
HD 10008	7576	K0V	4021	17	20.5	6.2	1.0	17.5	2.7	5.2	0.44	7.5	-4.358	A	
HD 16765	12 530	F71V	926	27	173.0	47.2	11.0	402.9	27.9	93.1	-0.42	48.5	-4.475	A	
HD 17925	13 402	K1V	1470	40	113.6	30.5	1.1	58.7	3.1	17.4	-0.87	10.0	-4.310	A	
HD 18599	13 754	K2V	1055	16	115.9	38.9	1.5	54.3	3.9	17.6	-1.46	9.8	-4.310	A	
HD 19668	14 684	K0V	4402	20	143.1	33.2	1.8	91.9	4.7	26.0	-0.95	11.8	-4.284	A	
HD 24916	18 512	K4V	792	22	24.3	7.4	0.8	36.7	2.2	11.6	0.46	7.8	-4.536	A	
HD 25457	18 859	F6V	4089	78	187.2	49.5	3.3	345.4	7.7	60.2	-0.66	28.2	-4.355	A	
HD 26923	19 859	G0IV	4010	47	50.2	12.7	1.1	24.7	3.1	5.6	1.12	8.0	-4.487	A	
HD 29391	21 547	F0IV	3996	81	1476.1	326.2	28.4	2564.3	72.1	487.8	–	101.4	–	P	
HD 30447	22 226	F3V	792	19	194.1	47.2	47.7	7048.7	106.6	1728.3	–	120.7	-4.447	P	
HD 35650	25 283	K6V	1195	13	48.3	15.3	1.2	43.6	3.0	12.3	-0.67	9.4	-4.359	A	
HD 37572	26 373	K0V	2826	34	347.1	75.4	1.7	223.6	4.4	52.8	-1.28	15.6	-4.165	A	
HD 39060	27 321	A6V	3702	5108	755.5	341.4	58.9	–	–	–	–	–	–	P	
HD 41593	28 954	K0V	1194	15	69.5	19.8	1.1	59.4	2.9	16.7	-0.66	9.1	-4.370	A	
HD 43989	30 030	G0V	4433	17	819.0	238.6	15.6	743.7	34.3	197.6	-0.83	64.2	-4.209	A	

Notes. Spectral type (ST) are taken from the CDS database. The survey results include the time baseline (TBL), the number of computed spectra N_m , the amplitude corresponding to the difference between the maximum and the minimum of the RV(A), rms and mean uncertainty $\langle U \rangle$ on the RV and BVS measurements, the RV–BVS correlation factor (slope of the best linear fit), the mean FWHM ($\langle FWHM \rangle$), and the mean $\log R'_{\text{HK}}$ ($\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$). V stands for the dominant source of RV variations, with A for stellar activity (spots), P for pulsations, B for binary and, T for long-term trend.

Table A.2. continued.

Stellar characteristics					Survey results.									
Name	HIP	ST	TBL	N_m	RV			BVS			RV-BVS corr.	$\langle \text{FWHM} \rangle$	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	V
HD/BD/CD					A	rms	$\langle U \rangle$	A	rms	$\langle U \rangle$				
		(day)			(ms^{-1})			(ms^{-1})					(km s^{-1})	
HD 223340	–	K1V	868	10	54.4	17.3	1.7	42.2	4.4	10.7	–1.34	9.8	–4.337	A
HD 224228	118 008	K2V	2815	31	35.4	8.8	1.0	31.5	2.8	7.5	0.32	7.8	–4.356	A
–	6276	G9V	1201	20	95.6	27.3	1.6	91.0	4.2	27.6	–0.65	9.4	–4.321	A
–	116 384	K7V	733	8	104.3	41.2	1.7	60.2	4.5	19.2	–1.18	8.6	–4.455	A
–	17 157	K7V	1457	6	67.5	22.3	1.4	37.1	3.6	14.9	–	8.1	–4.577	A
–	23 309	M0V	4030	16	245.4	64.1	2.3	116.1	5.9	33.0	–1.83	11.7	–3.816	A
–	31 878	K7V	435	11	84.3	31.6	1.6	48.3	4.1	16.1	–1.86	8.5	–4.276	A
–	36 985	M2V	789	20	670.1	247.4	2.1	58.8	5.4	14.7	–	8.1	–4.316	B
–	44 722	K7V	90	4	8.0	3.4	1.5	10.7	3.8	4.0	–0.49	7.6	–4.550	A
–	46 634	G5V	281	3	38.2	16.1	1.4	32.6	3.5	13.9	–1.0	9.8	–4.321	A
–	51 317	M2V	4541	139	17.7	3.6	1.2	24.5	3.2	3.5	–0.38	4.8	–5.032	A
BD+20 2465	–	M5V	3983	40	63.5	16.1	1.2	33.6	3.1	6.5	–0.61	6.7	–4.026	A
CD-46 1064	–	K3V	1185	12	477.8	134.9	8.7	211.2	21.6	68.7	–1.53	17.4	–4.204	A

Appendix B: RV correction from the RV-BVS correlation

Solar to late-type stars present spots on their surfaces. These spots induce a quasi-periodic variations in the line profiles, which cause a signal in the RV and in the BVS. When the lines are resolved, there is at first order a correlation between the RV and the BVS (see [Desort et al. 2007](#) for a detailed analysis).

To correct the RV signal induced by spots, we use [Melo et al. \(2007\)](#) method. It consists in correcting the RV from the linear regression of the RV vs. BVS dataset. The new RV at a given date t is:

$$RV_{\text{corr}}(t) = RV(t) - (a * BVS(t) + b)$$

where a and b are the slope and the intercept of the best linear fit of the RV vs. BVS dataset.

We present in [Fig. B.1](#) an example of such correction for a star with $v \sin i = 31 \text{ km s}^{-1}$. The mean RV rms of 300 ms^{-1} are reduced to 60 ms^{-1} after correction. This method was used in precedent works that use SAFIR ([Lagrange et al. 2013](#); [Borgniet et al. 2017, 2019](#)).

We present a star for which a significant offset due to the HARPS fiber change is present in the corrected RV in [Fig. B.2](#). The initial mean RV rms are 36 ms^{-1} . After correction of the offset and of the RV-BVS correlation, the mean RV rms are 10 ms^{-1} .

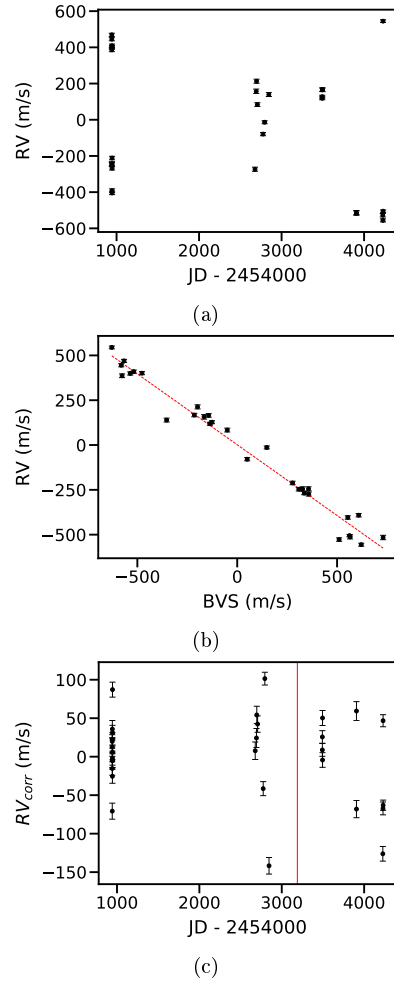


Fig. B.1. HD 102458 RV jitter correction. (a) RV time variations. (b) RV vs. BVS. The best linear fit is present in red dashed line. (c) RV corrected from the RV-BVS correlation. HARPS fiber change is shown with a vertical red line.

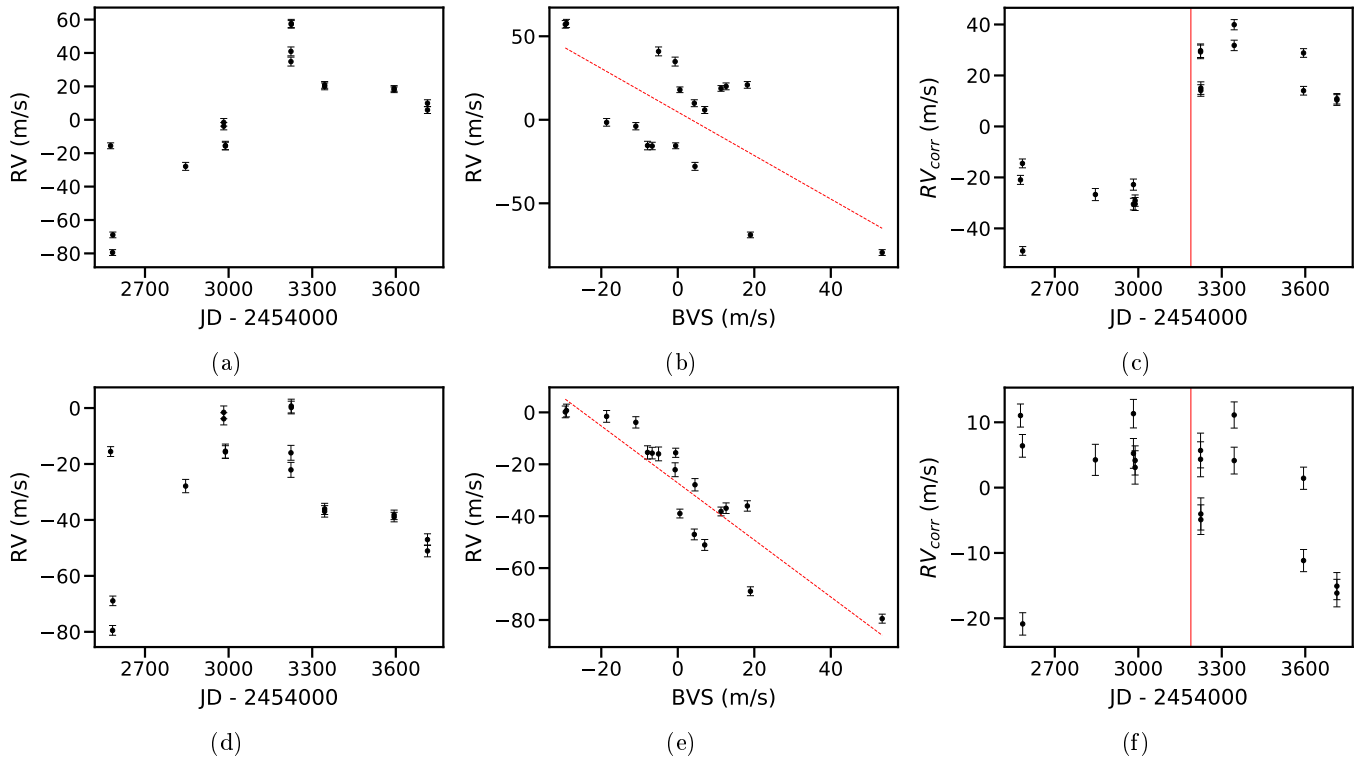


Fig. B.2. HD 218860 jitter and offset correction. (a) RV time variations. (b) RV vs. BVS. The best linear fit is presented in red dashed line. (c) RV corrected from the RV-BVS correlation. HARPS fiber change is shown with a vertical red line. (d) RV time variations corrected from the offset due to the HARPS fiber change. (e) RV corrected from offset vs. BVS. The best linear fit is presented in red dashed line. (f) RV corrected from offset, corrected from their correlation to the BVS. HARPS fiber change is shown with a vertical red line.

2 Le relevé SOPHIE YNS et sa combinaison avec le relevé HARPS YNS

Le second relevé en vitesses radiales que j'ai étudié est le relevé SOPHIE YNS. Je présente la description détaillée de ce relevé, ainsi que sa combinaison avec le relevé HARPS YNS, dans un article en préparation, reproduit ci-dessous.

Le relevé SOPHIE YNS a été effectué essentiellement entre 2013 et 2015 avec l'instrument SOPHIE du 1.93 m de l'observatoire de Haute-Provence en France. Certaines étoiles bénéficient de données antérieures et postérieures, étendant leurs bases de temps d'observation jusqu'à 9 ans. Ce relevé regroupe initialement 63 étoiles de type A0 à F5V et d'âge essentiellement inférieur à 300 Ma.

Deux planètes géantes avaient précédemment été découvertes grâce aux données de ce relevé dans le système HD 113337 (Borgniet et al. 2014, 2019), dont une ayant une période comprise entre 100 et 1000 jours. Cela rend possible l'estimation du taux d'occurrence des planètes géantes jeunes pour cette plage de période.

J'ai effectué la même analyse que pour le relevé HARPS, afin de réduire et interpréter les données de ce relevé, à la recherche de planètes géantes. Je n'ai découvert aucune planète géante par cette analyse en plus de celle découverte par Borgniet et al. (2014, 2019), ni aucune naine brune. Cependant, de nombreuses étoiles comportaient une dérive (trend) dans les vitesses radiales provenant d'un compagnon. Pour la majorité d'entre-elles, le compagnon était déjà connu en spectrométrie ou astrométrie absolue et il était de nature stellaire. Lorsque celui-ci n'avait pas déjà été caractérisé, j'ai estimé la masse minimale que devait avoir ce compagnon. Au final, j'ai découvert une nouvelle étoile avec trend (HD 109647), deux nouvelles binaires (HD 112097 et HD 105693) et j'ai caractérisé pour la première fois la binaire du système HD 195943.

J'ai ensuite combiné ce relevé au relevé HARPS YNS, permettant une analyse statistique sur 120 étoiles jeunes. J'ai déterminé le taux d'occurrence des super-Jupiters autour des étoiles jeunes à $1_{-0.3}^{+2.2}$ % et celui des naines brunes comme étant inférieur à $0.9_{-0.9}^{+2}$ %, pour les périodes comprises entre 1 et 1000 jours. J'ai mis en évidence une possible différence de taux d'occurrence des planètes géantes entre les étoiles AF (type précoce) et FGK (type tardif) jeunes, impliquant une dépendance positive entre la masse de l'étoile hôte et la fréquence des planètes géantes. Cependant, cette différence n'est pas pleinement significative. J'ai aussi mis en évidence une différence significative avec un niveau de confiance de 90% du taux d'occurrence des planètes géantes entre les étoiles jeunes et âgées de type FGK. Une analyse statistique sur un nombre bien plus grand d'étoiles est nécessaire pour déterminer si ces différences sont significatives avec un niveau de confiance plus élevé.

A SOPHIE RV search for giant planets around young nearby stars (YNS)

A combination with the HARPS YNS survey

A. Grandjean¹, A.-M. Lagrange¹, N. Meunier¹, P. Rubini², S. Desidera³, F. Galland¹, S. Borgniet⁴, N. Zicher⁵, S. Messina⁶, G. Chauvin¹, M. Sterzik⁶, and B. Pantoja⁷

¹ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France
e-mail: antoine.grandjean1@univ-grenoble-alpes.fr

² Pixyl S.A. La Tronche, France

³ INAF-Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell'Osservatorio 5, Padova, Italy, 35122-I

⁴ CNRS Lesia (UMR8109) - Observatoire de Paris, Paris, France

⁵ Oxford Astrophysics, Department of Physics, Denys Wilkinson Building, UK

⁶ INAF-Osservatorio Astrofisico di Catania, via Santa Sofia, 78 Catania, Italy

⁷ Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Camino al Observatorio, Cerro Calán, Santiago, Chile

Received 2020 october 14 / Accepted

ABSTRACT

Context. The search of close ($a \lesssim 5$ au) giant planets (GP) companions with radial velocity (RV) around young stars and the estimate of their occurrence rates is important to constrain the migration timescales. Furthermore, this search will allow one to compute the giant planets occurrence rates at all separations, by the combination with direct imaging techniques. The RV search around young stars is a challenge, as they are generally faster rotators than older stars of similar spectral types and they exhibit signatures of magnetic activity (spots) or pulsation in their RV time series. Specific analyses are necessary to characterize, and possibly correct for, this activity.

Aims. Our aim is to search for planets around young nearby stars and to estimate the (GP) occurrence rates for periods up to 1000 days.

Methods. We used the SOPHIE spectrograph on the 1.93 m telescope at the Haute-Provence Observatory to observe 63 $A - M$ young (< 400 Myr) stars. We used our SAFIR (Spectroscopic data via Analysis of the Fourier Interspectrum Radial velocities) software to compute the RV and other spectroscopic observables. We then combined this survey with the HARPS YNS survey to compute the companion occurrence rates on a total of 120 young $A - M$ stars.

Results. We report one new trend compatible with a planetary companion on HD 109647. We also report HD 105693 and HD 112097 as binaries and we confirm the binarity of HD 2454, HD13531, HD 17250 A, HD 28945, HD 39587, HD 131156, HD 142229, HD 186704 A and HD 195943. We constrained for the first time the orbital parameters of HD 195943 B. We refute HD 13507 single brown dwarf (BD) companion solution and propose a two BD companion solution. Two GP were previously reported from this survey in the HD 113337 system. **We report the discovery of one HJ candidate and one short period ($P \in [1 : 10]$ days) BD candidate, that need to be confirmed. Based on our 120 young stars sample**, we obtain a GP occurrence rate of $1_{-0.3}^{+2.2}$ % for period lower than 1000 days and we obtain an upper limit on BD occurrence rate of $0.9_{-0.9}^{+2}$ % in the same period range. We report a possible lack of close ($P \in [1; 1000]$ days) GP around young FK stars compared to their older counterparts, with a confidence level of 90%.

Key words. Techniques: radial velocities – stars: activity – (stars:) binaries: spectroscopic – stars: planetary systems – (stars:) starspots – stars: variables: general

1. Introduction

More than four thousands exoplanets and brown dwarfs (BD) have been detected and most of them have been found by transit or radial velocity (RV) techniques^a. The occurrence rates of these planets are well established for main sequence (MS) and evolved stars, as well as some relations between their occurrence rates and their host star characteristics.

The MS late-type stars are the most studied in RV (Cumming et al. 2008; Mayor et al. 2011; Fernandes et al.

2019; Fischer & Valenti 2005; Santos et al. 2005), as well as the evolved stars (Bowler et al. 2009; Johnson et al. 2010; Jones et al. 2016). On the other side of the stellar mass range, early-type main sequence (MS) stars are usually avoided in RV surveys, because their optical spectrum present less spectral lines than late type stars and because they generally present higher projected rotation velocity ($v \sin i$) than the latter. One previous survey was carried out on peculiar AF-type MS dwarfs by Hartmann & Hatzes (2015). A large RV survey of AF-type MS stars was carried out by Borgniet et al. (2019) with the HARPS and

^a exoplanet.eu

SOPHIE instruments. This survey, whose sample selection criterion was not based on age, contained targets as young as ~ 100 Myr.

These surveys on MS and evolved stars permit to identify two correlations between giant planets (GP) occurrence rates and host stellar characteristics. First, there is a positive correlation with the star metallicity for MS FGK stars (Fischer & Valenti 2005; Santos et al. 2005). Then, there is a positive correlation with host star mass. This correlation was observed for evolved stars in RV (Bowler et al. 2009; Johnson et al. 2010; Jones et al. 2016) and for wide orbit planets around young stars in direct imaging (Lannier et al. 2016; Baron et al. 2019). These observations are consistent with the predictions of core accretion models (Kennedy & Kenyon 2008).

Young stars, however, were poorly studied in RV due to their high stellar induced jitter (spots, plages, convection, and pulsations), which can reach amplitudes up to a few 1 km s^{-1} (Lagrange et al. 2013; Grandjean et al. 2020), larger than the planet's induced signal. Moreover, young stars are generally faster rotators than their older counterparts (Stauffer et al. 2016; Rebull et al. 2016; Gallet & Bouvier 2015). Consequently, several false positive detections have been reported around young stars in the past (Huélamo et al. 2008; Figueira et al. 2010; Soto et al. 2015).

One of the remaining questions about planet formation and early evolution is their migration timescales. These timescales can be constrained by the study of young stars. GP formation models predict a formation at a few au (Pollack et al. 1996), yet migration through disc-planet interactions (Kley & Nelson 2012) or gravitational interaction with a third body can allow the planet to finally orbit close to the star (Teyssandier et al. 2019). Hot Jupiter (HJ, $m_p \sin i \in [1, 13] M_{\text{Jup}}$, $P \in [1, 10]$ days) are common among exoplanets orbiting solar to late-type MS stars (they represent one detected planet out of five (Wright et al. 2012)), yet their occurrence rate is low ($\sim 1\%$, Cumming et al. (2008); Wright et al. (2012)). While previous RV surveys on young stars (< 300 Myr) showed no evidence for the presence of young HJ (Esposito et al. 2006; Paulson & Yelda 2006; Grandjean et al. 2020), three HJ were recently discovered around such young stars with RV (Johns-Krull et al. 2016) and with RV derived from spectropolarimetry (Donati et al. 2016; Yu et al. 2017). Young HJ are also known from transit (Collier Cameron et al. 2010; van Eyken et al. 2012; Mann et al. 2016; David et al. 2019; Rizzuto et al. 2020), and from both transit and RV (Deleuil et al. 2012; Alsubai et al. 2017). In addition, no BD with periods shorter than 10 days were discovered with RV around young MS stars, although one was discovered from transit (Jackman et al. 2019). The occurrence rates of HJ and short period BD still need to be constrained at young ages.

We carried out 3 RV surveys on young stars from A to -M types with the final aim of coupling RV data with direct imaging (DI) data, which will allow for the computation of detection limits, for each target at all separations and then to compute GP and BD occurrence rates for all separations. The first survey was performed with the High Accuracy Radial velocity Planet Searcher (HARPS) (Mayor et al. 2003) on Young Nearby Stars (YNS) and its results are presented in Grandjean et al. (2020). The second survey was performed with the SOPHIE (Bouchy & Sophie Team 2006) spectrographs on similar YNS stars. Finally the third survey was performed with HARPS on Sco-Cen stars.

We present in this paper the results of our SOPHIE YNS survey and its combination with the HARPS YNS survey. We describe our SOPHIE survey sample in Section 2 and we describe the GP, BD or stellar companion detections along with their characterization in Section 3. We present the SOPHIE and HARPS combined samples and its statistical analysis, including the occurrence rates computation for GP and BD, in Section 4. Finally, we present our conclusion in Section 5.

2. Description of the SOPHIE survey

2.1. Sample

The initial sample of our SOPHIE YNS survey included 63 stars and most of the targets are part of the SPHERE GTO The SpHERE Infrared survey for Exoplanets (SHINE) survey sample (Chauvin et al. 2017a). The targets were selected from their declination ($\in [+0 : +80]$ degree), brightness ($V < 10$), their ages as found in the literature ($\lesssim 300$ Myr for most of them, see Table A.1), and their distance (< 80 pc) determined from their HIPPARCOS parallaxes (van Leeuwen 2007). **The Gaia mission refined the target's distances, and one target (HD 48299) is now outside the distance criterion ($d = 95.3 \pm 0.4$ pc Gaia Collaboration et al. (2018)). These criteria ensure we will get the best detection limits for both the SOPHIE RV and SPHERE DI surveys at, respectively, short (typically $2 - 5$ au), and large (further than typically 5 au) separations. **The declination criterion was chosen to ensure that the stars declinations are close to the Haute-Provence Observatory's latitude ($+43^\circ 55' 54''$). This ensures a low airmass during most of the observation time, which permit to obtain spectra with a good signal to noise ratio (S/N). This criterion also ensures that most of the targets can be studied with the VLT/SPHERE instrument, as the VLT can point up to a declination of $+46^\circ$. The V-band apparent magnitude criterion was chosen to ensure that the stars are bright enough to obtain spectra with a good S/N. The age and distance criteria were chosen to obtain the best detection limits from direct imaging, as young planets are still warm from their formation and are then brighter than old ones. This lowers the contrast between them and their host stars. Moreover, nearby stars are better suited for direct imaging. Binary stars with an angular separation on the sky lower than 2 as were not selected to avoid contamination in the spectra from the companion.****

Our SOPHIE observations along this survey permitted to measure the projected rotational velocity ($v \sin i$) of the stars of our sample^b and 9 out of them have presented a $v \sin i$ too high ($> 300 \text{ km s}^{-1}$) to allow RV computing: HD 56537, HD 87696, HD 97603, HD 116842, HD 126248, HD 159651, HD 177178, HD 203280 and HD 222439. These stars are excluded from our analysis. The age of the stars of the survey get re-evaluated by the community during the execution of the survey and in some cases the new estimated age was older than our initial age criterion. However, for most of these cases, the new estimated age was poorly constrained and the uncertainties on it were huge (up to several Gyr), which does not exclude a low age

^b See Section 2.3

for these stars. We then choose to keep the stars for which the lower limit on the age is under < 500 Myr. This was the best compromise to keep the stars that are still likely to be young without including too old stars. In consequences, 5 stars get excluded from our analysis due to their old age: HD 2454 (Aguilera-Gómez et al. 2018), HD 48299 (Casagrande et al. 2011), HD 89449 (Gáspár et al. 2016a), HD 148387 (Baines et al. 2018) and HD 166435 (Aguilera-Gómez et al. 2018). Nevertheless, we discuss the RV trend we observe on HD 2454 in Fig. 3. We end on 49 targets for our analysis.

The spectral type of our targets ranges from A1V to K0V (Figure 1). Their projected rotational velocities ($v \sin i$) range from 1 to 90 km s^{-1} , with a median of 6.9 km s^{-1} (see Section 2.3). Their V-band magnitudes range between 2.1 and 10.1, with a median of 7.2. Their masses as found in the literature are between 0.42 and $2.52 M_{\odot}$, with a median of $1.07 M_{\odot}$. Our sample includes 13 targets between A0 and F5V ($B - V \in [-0.05 : 0.52]$), 35 between F6 and K5 ($B - V \in [-0.05 : 1.33]$), and 1 between K6 and M5 ($B - V \geq 1.33$). This survey has 9 targets in common with the HARPS YNS survey: HD 25457, HD 26923, HD 41593, HD 89449, HD 90905, HD 171488, HD 186704 A, HD 206860, and HD 218396.

We present the main characteristics of our star sample in Figure 1 and Table A.1.

2.2. Observations

The SOPHIE YNS survey observations were essentially performed between 2013 and 2016. Some stars were previously observed as part of previous surveys made by (Borgniet et al. 2014, 2017, 2019). Their time baselines extend to 9 years.

We adopted the observational strategy presented in Borgniet et al. (2014), that consists in recording two spectra per visit and to observe each target on several consecutive nights. This strategy permits to sample late type stars short-term jitter. For early-type stars, the strategy consists in making long sequences of observations (> 1.5 h), in order to sample the pulsations of these stars. The number of spectra per target and the number of visits per nights of these stars is then higher than for the late-type stars. The median time baseline of the sample is 975 days (mean time baseline of 975 days), with a median number of spectra per target of 22 (38 on average), spaced on a median number of 12 nights (15 on average, Figure 2). Details can be found in Table A.2.

2.3. Observables

We used the SAFIR (Spectroscopic data via Analysis of the Fourier Interspectrum Radial velocities) software to derive, from the SOPHIE spectra, the RV and, whenever possible, the cross-correlation function (CCF), the bisector velocity span (hereafter BVS), the star $V \sin i$ (from the full width at half maximum of the CCF), and the $\log R'_{\text{HK}}$. SAFIR builds a reference spectrum from the median of all spectra available on a given star and computes the relative RV in the Fourier plane. The computed RV are then only relative to the reference spectrum and no RV in heliocentric or barycentric referentials are derived. The efficiency of this method was demonstrated

in the search of low-mass companions around AF-type MS stars (Galland et al. 2005b,c,a).

To filter the bad spectra we used the selection criteria used for the HARPS YNS survey (Grandjean et al. 2020): $S/N_{550 \text{ nm}}^c \in [80; 380]$, $\sec z < 3$ and $\chi^2 < 10$ (Galland et al. 2005c). For faint stars ($V > 8.8 \text{ mag}$) we included spectra with $S/N_{550 \text{ nm}}$ down to 30, as it was the best compromise to include enough spectra to perform our analysis without degrading the RV uncertainties. To determine the main source of RV variability (magnetic activity, pulsations or companions) of each star, we used the correlation between BVS and RV in addition to the bisectors shape (Lagrange et al. 2009, 2013; Borgniet et al. 2017).

3. Detected companions in the SOPHIE survey

Over the 49 stars of our analysis, two planets with periods lower than 1000 days were discovered in the HD 113337 system (Borgniet et al. 2014, 2019). In addition 13 stars present RV dominated by a companion signal. We present their characterisation in this section.

3.1. RV long-term trends, and stellar binaries

We present here the stars that exhibit a long term trend as well as the stars that exhibit a binary signal in their RV (single lined spectroscopic binary, sb1) or in their CCF (double lined spectroscopic binary, sb2). When possible, we characterized the companion that induces the sb1 binary signal with *orbit* (Ségransan et al. 2011). These characterized sb1 binaries are presented in Fig. 10 and their companions' parameters are summarized in Table 1^d. In addition, we present the stars with a long term trend in Fig. 11. For these long term trends, we estimated the minimum mass needed for a companion to produce the trend. It corresponds to the minimum mass needed for a companion on a circular orbit with a period equal to the time baseline to produce RV variations with an amplitude equal to the drift amplitude. It represents a limit below which a companion on a circular orbit can't explain the observed total amplitude in the RV. A companion whose period is rigorously equal to the time baseline would produce a signal with visible curvature in our data. The actual period and therefore the actual mass of the companion is therefore significantly greater than this limit. On the other hand, for a fixed period, a companion on an eccentric orbit will produce an identical amplitude with a lower mass, yet with a more visible curvature. A longer period and therefore a higher mass will then be necessary to produce only a linear trend in the observational window. We can therefore assume that our limit corresponds well to the limit below which a companion can't explain the observed total amplitude in the RV. We present the lower limits of the masses in Table 2. We also verified that the slope of the secular drift of these stars is negligible towards the slope of the observed trend.

^c Signal to noise per pixel between 554.758 and 555.299 nm, estimated with a sampling of 1 pixel every 3 pm). ^d We provide the uncertainties as given by *orbit*, but one should note that they are often underestimated.

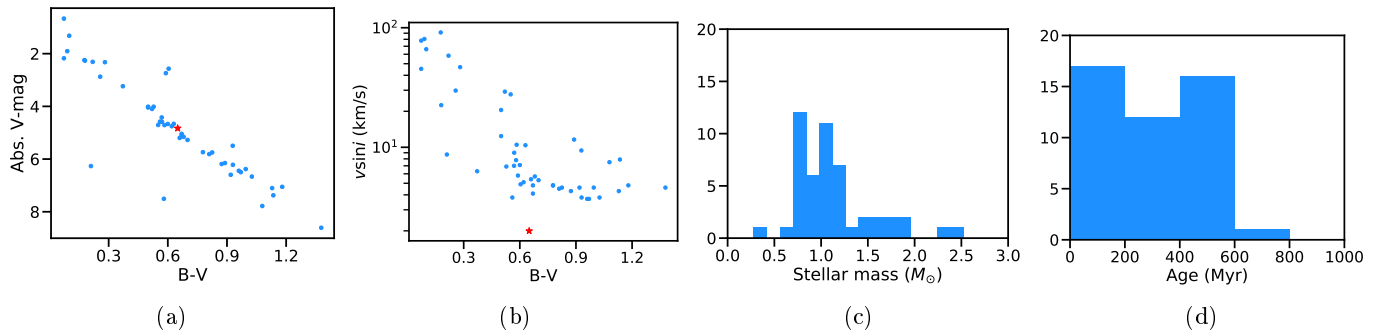


Fig. 1: Main physical properties of our SOPHIE sample. a) Absolute V -magnitude vs $B - V$. Each blue dot corresponds to one target. The Sun is displayed (red star) for comparison. b) $v \sin i$ vs $B - V$ distribution. c) Mass histogram (in M_\odot). d) Age histogram.

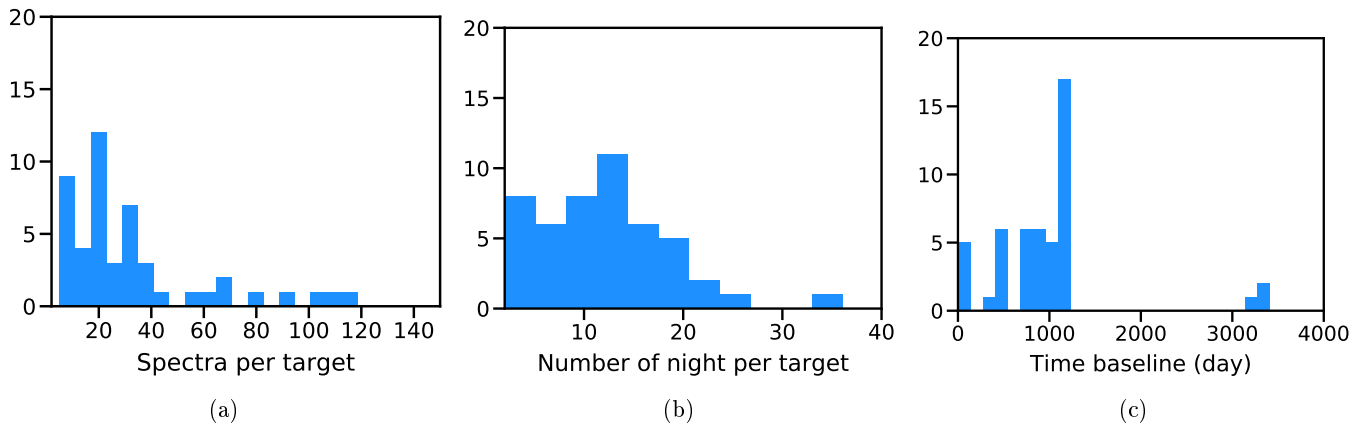


Fig. 2: SOPHIE observation summary. a) Histogram of the number of spectra per target. HD 113337 is not displayed (304 spectra). b) Histogram of the number of nights per target. HD 113337 is not displayed (157 nights). c) Histogram of the time baselines.

The latter cannot be attributed to a secular drift then.

System	P (yr)	e	$M_p \sin i$ (M_{Jup})
HD 39587	15 ± 13	0.68 ± 0.15	-
HD 195943	3.73 ± 0.03	0.093 ± 0.004	561 ± 4

Table 1: Orbital parameters of the characterized binaries.

Star	P (yr)	M_c (M_{Jup})
HD 2454	> 2.2	> 16
HD 17520	> 0.01	> 7
HD 109647	> 3.1	> 2
HD 112097	> 0.01	> 52

Table 2: Lower limits on periods and masses for the companions that lead trends. We present these limits for the companions that did not get their period and mass estimated in previous studies.

3.1.1. HD 2454

HD 2454 is an F5V type star reported as a spectroscopic binary by Escorza et al. (2019). This star is known to presents

magnetic activity. Rutten (1986) measured a rotation period of 7.8 days from the Ca II variations, while Olsper et al. (2018) measured its harmonic at 3.47 ± 0.01 days. We observe a trend with a slope of $222 \text{ m s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ over a 805 days time baseline with a sign of curvature, in addition to a short term jitter. The minimum mass needed for a companion to induce this trend is of $16 M_{\text{Jup}}$. We attribute this trend to the known binary companion. We perform a polynomial fit on the RV to remove the companion signal (see Figure 11). We choose a 3rd degree model as it presented the best reduced χ^2 . The residuals have a standard deviation of 11 m s^{-1} . The (BVS, RV residuals) diagram is vertically spread. However, the star presents a **low** sign of activity with a $\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$ of -4.89 (**with a standard deviation of 0.08**). In addition, the periodicities present in the residuals between 4 and 10 days (with a maximum at ~ 5 days) are also present in the BVS, while they are not present in the time window periodogram. This indicates that the RV jitter could also come from stellar activity. According to the star spectral type (F5V) and its relatively old age (800 ± 300 Myr, Aguilera-Gómez et al. (2018)), it is difficult to determine if the RV jitter is dominated by magnetic activity (spots) or pulsations. Due to the weak correlation between the BVS and the RV residuals, we choose to not correct the RV residuals from this correlation.

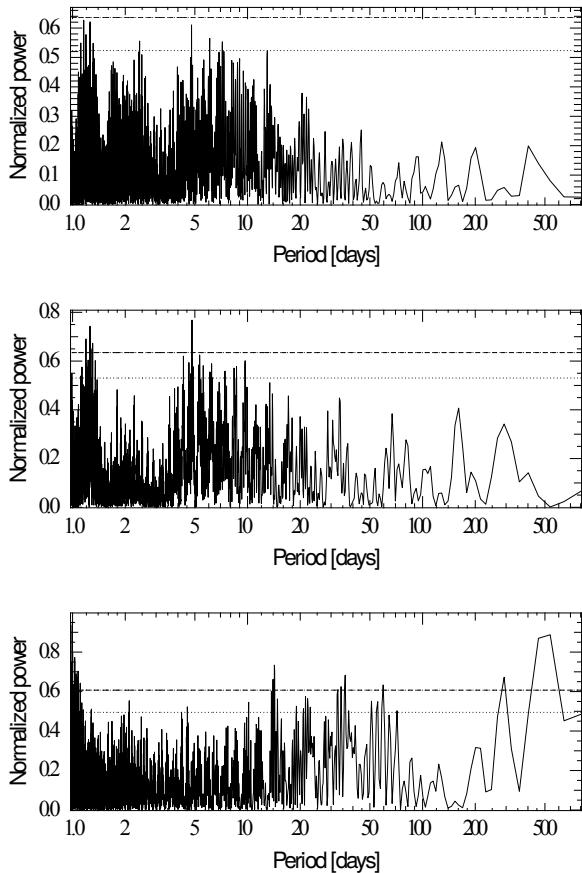


Fig. 3: HD2454 periodograms. From *Top to Bottom* : RV 3rd degree polynomial fit residuals periodogram, BVS periodogram, time window periodogram. The 10% fap is presented with a dotted line and the 1% fap is presented with a dashed line.

3.1.2. HD 13507

HD 13507 is a G5V type star, with a 7.45 days rotation period Wright et al. (2011). Perrier et al. (2003) reported a $52 M_{\text{Jup}}$ companion with a ~ 3000 days period and an eccentricity of 0.14 from ELODIE RV. Wilson et al. (2016) refined the orbital solution using Perrier et al. (2003)’s RV together with ELODIE additional RV. They obtained a period of 4890^{+209}_{-109} days and a $M_p \sin i$ of $67^{+8}_{-9} M_{\text{Jup}}$. We observe a trend in our SOPHIE RV with a slope of $26 \text{ m s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ over a 886 days time baseline. In order to constrain the BD companion parameters, we combine our SOPHIE RV dataset with the ELODIE RV dataset of Perrier et al. (2003) and we fit them altogether. For this fit, we use our Dpass tool, which is based on an evolutionary algorithm (Lagrange et al. 2019) and we take into account an offset between the two datasets. Our fit does not confirm Perrier et al. (2003) and Wilson et al. (2016) solutions, and it clearly shows that the system is not single. We then considered a two-planet system^e, and found a possible solution including two BD companions of lower masses, 0.02

^e No constrain was put on the two companions properties, except on the eccentricities that were constrained to be lower than 0.3. Both eccentricities were regularized under the arbitrary assumption that eccentricities follow a normal law (0, 0.1).

and $0.03 M_{\odot}$ ($21 M_{\text{Jup}}$ and $31 M_{\text{Jup}}$ respectively) orbiting at 4.2 ($\Leftrightarrow 8.3 \text{ yr}$) and 5.4 au ($\Leftrightarrow 12.1 \text{ yr}$), and with low eccentricities, 0.27 and 0.2 respectively (*cf* Fig. 4). **Other degenerate solutions may exist, which prevents to give a proper estimate on the uncertainties on these parameters.** We note that such companions could be detected in High Contrast Imaging, and their orbit are close to 3:2 resonance. Yet, we also note that this solution should be taken with caution, given the limited number of data points available.

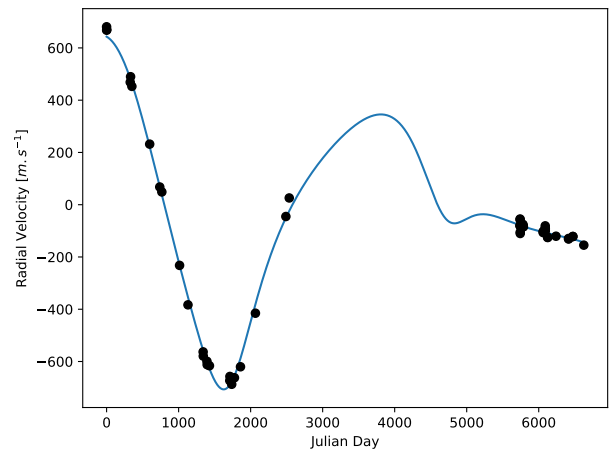


Fig. 4: HD 13507 two companion fit obtained with Dpass (Lagrange et al. 2019).

3.2. HD 13531

HD 13531 is a G7V type star, with a 7.49 days rotation period (Wright et al. 2011) and that presents an IR excess (McDonald et al. 2012). The radius of the corresponding warm disk was estimated at 1.78 au (Gáspár et al. 2016a). We observe a trend in the RV with a slope of $37 \text{ m s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ over a 882 days time baseline. The minimum mass needed for a companion to induce this trend is of $3 M_{\text{Jup}}$. Metchev (2006) discovered a low mass star candidate companion by direct imaging with a semi major axis of 18.6 au (81 yr) and a mass estimated at $0.19 M_{\odot}$. For circular and edge-on orbit the total amplitude in RV of this companion is of 2.65 km s^{-1} , and the mean annual variation is of $65 \text{ m s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ which is of the order of magnitude of the slope of the trend we observe. We attribute then this RV trend to this companion. The residuals of a linear regression show a jitter with an amplitude of 11 m s^{-1} (see Figure 11). This residuals show a significant correlation between the BVS and the RV ($Pearson = -0.54$, $p_{value} = 0.1\%$), which indicate that the jitter is due to stellar activity (spots).

3.2.1. HD 17250

HD 17250 is known as a hierarchical multiple system composed of 4 stars (Tokovinin 2014). The main star HD 17250 A presents an IR excess (McDonald et al. 2012) and a spectroscopic binary companion (Tokovinin 2014). We observe a trend of 1145 m s^{-1} over 5 days. **According to the amplitude of the signal on a such short time scale, it is unlikely for the signal to be produced by a companion other than the one reported by (Tokovinin**

2014), as it would require for the latter to produce a signal of even greater amplitude over a longer timescale. We attribute then this signal to the spectroscopic companion reported by Tokovinin (2014). Our data are too sparse to study the residuals of a linear regression on the RV (see Fig. 11).

3.2.2. HD 28495

HD 28945 is a G0V type star that was reported as a spectroscopic binary by Nordström et al. (2004), then as an astrometric binary from Hipparcos proper motion (Makarov & Kaplan 2005; Frankowski et al. 2007). We observe a variation in the RV with an amplitude of 5.3 km s^{-1} over 500 days with a sign of curvature. However, this sign of curvature relies on only 2 data points (see Figure 5). We attribute these RV variations to the known stellar companion, but more data points are needed to characterize the system.

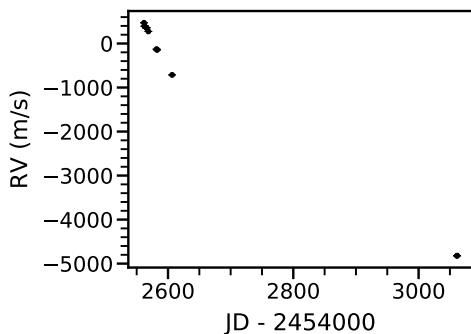


Fig. 5: HD 28495 RV time variations

3.2.3. HD 39587

HD 39587 (χ^1 Orionis) is known as a binary since 1978 from absolute astrometry, composed of a solar-like G0V star and a low mass star companion on close and nearly edge-on orbit ($i = 95^\circ$) (Lippincott & Worth 1978). The orbital parameters of the stellar companion were refined by combining radial velocity and absolute astrometry by (Han & Gatewood 2002). They obtained a period of 5156.7 ± 2.5 days, an eccentricity of 0.451 ± 0.003 and a mass of $0.15 \pm 0.02 M_\odot$ for the companion. This companion was then directly imaged in 2002 by Koenig et al. (2002). We observe the signal of the stellar companion in our RV. We use *yorbit* to fit the RV with one Keplerian model. For this fit we adopt a mass of $1.07 M_\odot$ for the primary (Tokovinin 2014). We obtain a period of 5600 ± 3400 days (6.5 au, 750 mas), an eccentricity of 0.89 ± 0.15 . **However, the $M_p \sin i$ is not constrained in this fit.** We present this fit in Figure 6 and the (BVS, RV) diagram of its residuals in Figure 10). Our solution is consistent at 1σ in term of period with previous literature, but not in term of eccentricity. Our solution is more eccentric, which lead to a lower mass for the companion. We see a strong correlation between the BVS and the RV of the spectra taken after 2014, which indicates that they might be altered by the activity of the star (spots). This can explain the strong difference in eccentricity we obtain compared to the literature.

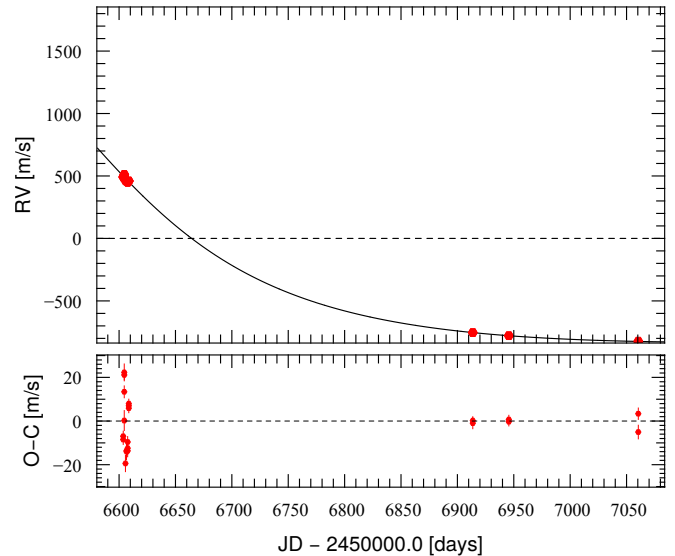


Fig. 6: HD 39587 RV best fit with one Keplerian and its residuals.

3.2.4. HD 105963

HD 105963 is a known wide orbit binary (Lépine & Bongiorno 2007) with a $13.5''$ separation (Durkan et al. 2016). We observe a double component in the CCF. The field of view of the SOPHIE's fiber is of $3''$ (Perruchot et al. 2011), so this component can't come from the wide separation companion. We report then HD 105693 A as a sb2.

3.2.5. HD 109647

HD 109647 is K0V type star that presents an infrared excess (McDonald et al. 2012). We observe a trend in the RV with a slope of $17 \text{ m s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ over a 1147 days time baseline. The minimum mass needed for a companion to induce this trend is $2 M_{\text{Jup}}$. The residuals of a linear regression show a jitter with an amplitude of 22 m s^{-1} (see Figure 11). These residuals show a significant correlation between the BVS and the RV ($Pearson = -0.6$, $p_{value} = 0.2\%$), which indicates that the jitter is due to stellar activity (spots). The age of the system 412 Myr (Stone et al. 2018) does not allow to confirm this companion by direct imaging with the current instrumentation.

3.2.6. HD 112097

HD 112097 is a A7III type star. We observe a trend of 8 km s^{-1} over 3 days. The minimum mass needed for a companion to induce this trend is of $52 M_{\text{Jup}}$. We report then HD 112097 as a spectroscopic binary. Our data are too sparse to study the residuals of a linear regression (see Figure 11).

3.2.7. HD 131156

HD 131156 (ξ Boo) is a G7V type star known to be a visual binary since 1950 (Muller 1950). (Stone et al. 2018) measured a separation of $4.94''$ (33 au) and estimated the mass of the two components: $m_1 = 1 M_\odot$, $m_2 = 0.7 M_\odot$. We ob-

serve a trend with a slope of $35 \text{ m s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ over a 1154 days time baseline. The maximum annual RV variation that HD 131156 B can apply to its host star is $76 \text{ m s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$, which is greater than the slope of the trend we observe. We thus attribute the RV trend we observe to HD 131156 B. The residuals of a linear regression show a jitter with an amplitude of 30 m s^{-1} (see Figure 11). These residuals show a significant correlation between the BVS and the RV ($Pearson = -0.88$, $p_{value} < 4 \times 10^{-12}\%$), which indicates that the jitter is due to stellar activity (spots).

3.2.8. HD 142229

HD 142229 is a G5V type star known to present an IR excess (McDonald et al. 2012) and an RV trend (Nidever et al. 2002). Gáspár et al. (2016a) estimated the warm disk radius at 1.94 au from $24 \mu\text{m}$ Spitzer data. From additional RV data Patel et al. (2007) estimated a period greater than 16.4 yr and an $M_p \sin i$ greater than $150 M_{\text{Jup}}$ for the companion. We observe a trend with a slope of $71 \text{ m s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ over a 1111 days time baseline. These trend is compatible with the solution obtained by Patel et al. (2007), we thus attribute this trend to HD 142229 B. The residuals of a linear regression present a standard deviation of 21 m s^{-1} with a weak correlation between BVS and RV (see Figure 11). According to the star spectral type we attribute this jitter to spots.

3.2.9. HD 186704 A

HD 186704 is a known binary system with a companion at 10 as (Zuckerman et al. 2013). Nidever et al. (2002) reported a trend in the RV of $88 \pm 8 \text{ m s}^{-1} \text{ d}^{-1}$ with a negative curvature based on 4 observations spaced on 70 days for HD 186704 AB. Tremko et al. (2010) observed a change in the RV of 4200 m s^{-1} in 8682 days on HD 186704 A. Finally, Tokovinin (2014) reported HD 186704 A as hosting a spectroscopic binary (SB) companion with a 3990 days period. We reported in Grandjean et al. (2020) a trend in the HARPS RV with a slope of $275 \text{ m s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ over a 450 days baseline (data taken between 2014 and 2015). This trend was attributed to the known SB companion. We observe in the SOPHIE RV a trend with a slope of $268 \text{ m s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ over a 1042 days time baseline (data taken between 2013 and 2016). It emphasizes the consistency between SOPHIE and HARPS data. The residuals of a linear regression show a jitter with an amplitude of 38 m s^{-1} (see Figure 11). These residuals show a significant correlation between the BVS and the RV ($Pearson = -0.64$, $p_{value} = 0.2\%$), which indicates, in addition to the star relatively fast rotation ($P_{rot} = 3.511$ days Kiraga (2012)) and Ca II H and K activity ($\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle = -4.32$), that the measured jitter is likely due to stellar activity (spots).

3.2.10. HD 195943

HD 195943 (η Del) is a A3IV type star that was reported as a binary on the basis of Hipparcos proper motion (Makarov & Kaplan 2005; Frankowski et al. 2007). We get a good coverage of this companion signal in RV. Our best *orbit* fit gives a 1363 ± 11 days (3.73 yr) period, an eccentricity of 0.093 ± 0.004 and a $M_p \sin i$ of $561 \pm 4 M_{\text{Jup}}$ ($0.54 M_{\odot}$). We present our fit in Figure 7. For this fit we assumed that the

$2.25 M_{\odot}$ mass estimated from evolutionary model by Zorec & Royer (2012) corresponds to the primary mass. However, this mass estimation might be affected by the binary companion. This will thus lead to an over-estimation of the $M_p \sin i$ and an under-estimation of the period in our fit. The residuals of the fit show a vertical spread of the (BVS, RV) diagram and can then be attributed to pulsations (see Figure 10).

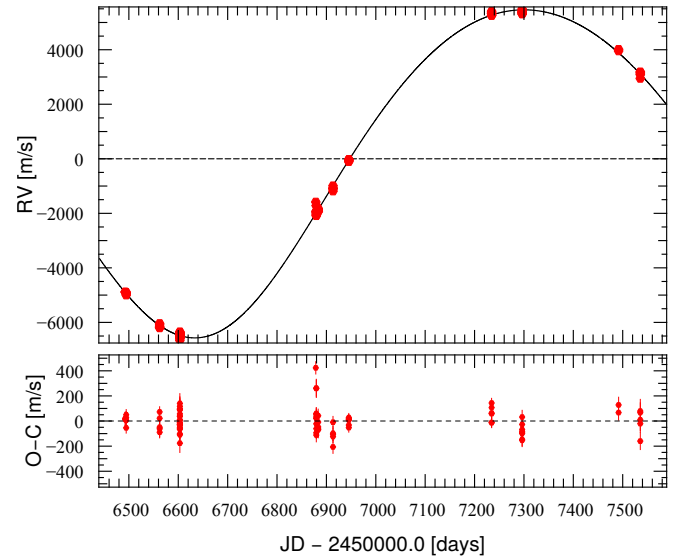


Fig. 7: HD 195943 RV best fit with one Keplerian and its residuals.

3.2.11. HD 218738

HD 218738 (KZ Andromedae) is known to be the component of a common proper motion binary along with HD 218739. HD 218738 is also known as a double line binary with a period of 3.03 days (Bopp & Fekel 1975; Fekel et al. 2017). We observe this double component in our spectra. However, our data are too sparse to characterize this binary.

3.3. Giant planets : HD 113337

HD 113337 is a F6V type star which presents an IR excess (Rhee et al. 2007). The corresponding debris disk was resolved by Su et al. (2013). A first planetary companion was discovered from previous SOPHIE surveys, in addition to a long term variation attributed to stellar activity Borgniet et al. (2014). The additional data obtained during the SOPHIE YNS survey permitted to discover that the long term variations are due to a second companion Borgniet et al. (2019). The parameters of the two companions are respectively: $P_1 = 323 \pm 1$ days, $M_{p1} \sin i_1 = 3 \pm 0.3 M_{\text{Jup}}$ and $P_2 = 3265 \pm 134$ days, $M_{p2} \sin i_2 = 6.9 \pm 0.6 M_{\text{Jup}}$.

3.4. Detected companion summary

Over the 49 stars of our analysis, a system composed of two planets with $P < 1000$ days were discovered (Borgniet et al. 2014, 2019). In addition we ob-

served 10 single lined spectroscopic binary systems and two double lined binary systems, 8 were already reported in the literature, while two of them were unknown (HD 105693 B, HD 112097 B). Finally, we report a long term trend compatible with a planetary companion on HD 109647.

3.5. Known giant planets non-detections

Some of our targets are known to host confirmed or debated giant planets. We present here the non-detection of these companions.

3.5.1. HD 128311

HD 128311 is a K0V type star that is known to host two planets in 2:1 mean motion resonance. The first one was detected by Butler et al. (2003), who estimated its period at 422 days and its $M_p \sin i$ at $2.57 M_{\text{Jup}}$. Vogt et al. (2005) confirmed the companion and discovered a second one. They estimated their periods to be 458.6 days and 928 days respectively, and $M_p \sin i$ at $2.18 M_{\text{Jup}}$ and $3.21 M_{\text{Jup}}$ respectively. They also noticed a periodicity in the photometry of the star with a period of 11.53 days. Then, Wittenmyer et al. (2009) confirmed the two planets with the high resolution spectrograph of the Hobby-Eberly telescope and they estimated their period at 454.2 ± 1.6 days and 923.8 ± 5.3 days respectively, and their $M_p \sin i$ at $1.45 \pm 0.13 M_{\text{Jup}}$ and $3.24 \pm 0.1 M_{\text{Jup}}$, respectively. They noted a strong periodicity in the residuals of their two Keplerian fit, with a period of 11.5 days, which corresponds to the rotation period of the star previously measured by Vogt et al. (2005). Finally, McArthur et al. (2014) combined Hubble Space Telescope astrometry and additional RV from the Hobby-Eberly telescope spectrograph to constrain the inclination of the system. They find an inclination of $55.95 \pm 14.55^\circ$ and a true mass of $3.789^{+0.924}_{-0.432} M_{\text{Jup}}$ for HD 128311 c.

Our data show parallel bisectors and a flat (BVS, RV) diagram ($Pearson = 0.09$, $p_{\text{value}} = 56\%$, see Figure 8), which indicates the presence of companion. However, we do not recover the two known companions in our data. The periodogram of our SOPHIE RV show a strong signal at 30 days, a weak signal near 450 days, and a very weak signal near 900 days (see Figure 9). This 30 days period could be a multiple of the rotation period seen in the photometry. We attribute then this period to magnetic activity. The periodogram of the time window of our observations shows a strong signal near 450 days, which explains why we do not recover HD128311 b (see Figure 9). Moreover, our time baseline is only of 1153 days and our data are sparse (41 spectra), which explain why we do not recover HD 128311 c.

3.5.2. BD+20 1790

BD+20 1790 is a K5V star for which the presence of a giant planet was refuted. Hernán-Obispo et al. (2010) firstly reported a companion with a period of 7.78 days from RV, along with a 2.28 days period in the photometry of the star. The companion was then refuted by Figueira et al. (2010) as the star presented a strong BVS vs RV correlation, which indicated that the RV signal were dominated by the stellar

activity (spots). Hernán-Obispo et al. (2015) re-analyzed the RV data and found that the RV variations were composed by three signals. A first one with a period 2.8 days, that was linked to the photometric rotation period. A second one with a period 4.36 days, that was linked to synodic period of the star-planet system. And a third one with a period of 7.78 days, which they attributed to the companion. Gagné et al. (2016) combined Hernán-Obispo et al. (2010) and Figueira et al. (2010) data with their CSHELL data and did not identify any significant periodicity in them or in any combination of them. Finally, Carleo et al. (2018) used multiband spectroscopy to show that the RV variations of BD+20 1790 are chromatic, rulling out the companion.

In our SOPHIE RV we observe a $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ amplitude variation, which is consistent with the previous literature. The BVS are strongly correlated to the RV, which is consistent with Figueira et al. (2010) analysis. However, our number of spectra is too low (10) to permit the characterization of this stellar signal.

4. SOPHIE and HARPS YNS combined survey analysis

Here, we present the combination of the SOPHIE YNS survey and the HARPS YNS survey (presented in Grandjean et al. (2020)) in order to improve the statistics of GP around young stars.

4.1. Sample

The HARPS survey consist of 89 targets, 9 are in common with the SOPHIE survey (see Section 2.1), leading to a total of 143 distinct targets in the combined survey.

In this combined survey, 19 spectroscopic binary systems were highlighted (17 sb1, 2 sb2). Two planets with $P < 1000$ days were discovered in the HD 113337 system (Borgniet et al. 2014, 2019). One short period ($P \in [1 : 10]$ days) BD candidate (HD 149790 b) and one HJ candidate (HD 145467 b) were discovered, while one long period ($P > 1000$ days) substellar candidate was discovered in the HD 206893 system (Grandjean et al. 2019). Finally, one star presents a trend compatible with a GP companion signal.

For the targets observed in both surveys we chose to use the instrument for which we have the larger number of spectra and the longer time baseline (SOPHIE: HD 89449, HD 171488, HD 186704 A, HD 206860. HARPS: HD 25457, HD 26923, HD 41593, HD 90905). For HD218396 the SOPHIE and HARPS time baseline are similar. In that case, we favor the number of spectra over the time baseline as it presents a better sampling of the jitter. We thus used the SOPHIE data for HD 218396 as it presents twice more spectra despite a time baseline 30% shorter than for HARPS data.

We do not combine our HARPS and SOPHIE RV data for these targets, as it is not possible to determine an accurate value of the offset between the two datasets (as both datasets are relative to their respective median spectra). Moreover, our detection limits are based on RV periodograms (see Section 4.4) and the uncertainty on the offset would lead to a biased combined periodogram and thus to biased detection limits.

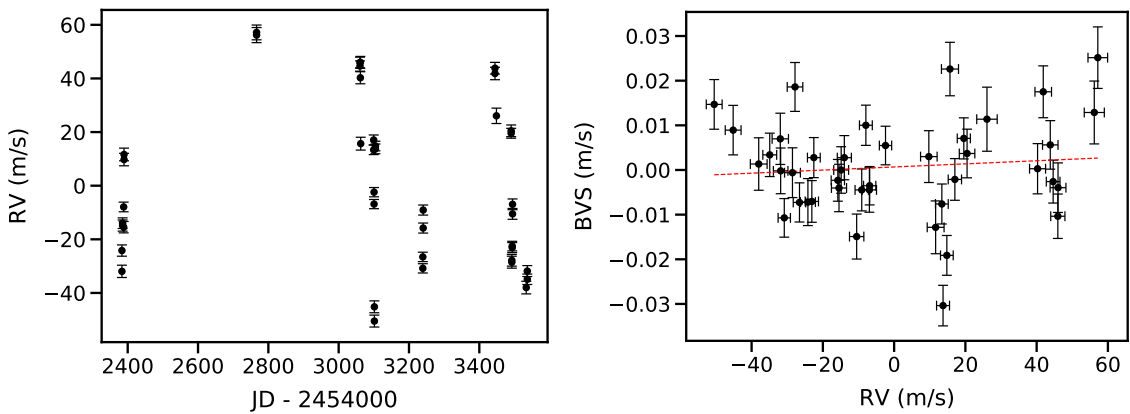


Fig. 8: HD 128311 RV variations (*left*) and (BVS, RV) diagram (*right*).

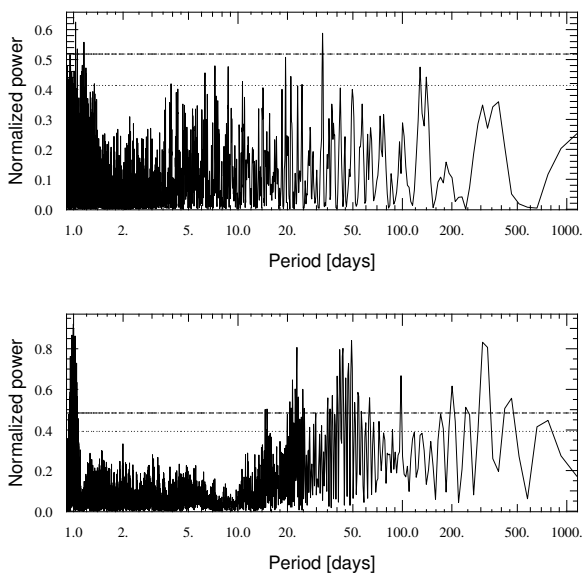


Fig. 9: HD 128311 periodograms *Top* : RV periodogram. *Bottom* : time window periodogram. The 10% fap is presented with a dotted line and the 1% fap is presented with a dashed line.

From the HARPS YNS sample we exclude the targets that were excluded in Section 4.3 of Grandjean et al. (2020). From the SOPHIE YNS survey we exclude the star excluded in Section 2.1. In addition, we exclude the binary stars for which the companion signal could not be fitted: HD 28495, HD 105963 and HD 218738. This leads to a total of 120 targets in the combined survey. All the following figures will present the HARPS targets in black and the SOPHIE targets in blue.

The targets of our final sample have spectral types that range from A0V to M5V (Figure 12). This sample includes 32 targets between A0 and F5V ($B - V \in [-0.05 : 0.52]$, hereafter AF sub-sample), 79 between F6 and K5 ($B - V \in [-0.05 : 1.33]$, FK sub-sample), and 9 between K6 and M5 ($B - V \geq 1.33$, M sub-sample). Their projected rotational velocity ($v \sin i$) range from 1.7 to 120 km s^{-1} , with a median of 7.1 km s^{-1} . Their V-band **relative** magnitude range between 1.2 and 10.1, with a median of 7.6. Their masses are between 0.42 and 2.74 M_{\odot} , with a median of 1.0 M_{\odot} .

The AF sub-sample presents a median mass of 1.62 M_{\odot} with a standard deviation of 0.38 M_{\odot} , the FK sub-sample presents a median mass of 0.93 M_{\odot} with a standard deviation of 0.19 M_{\odot} , and the M sub-sample presents a median mass of 0.6 M_{\odot} with a standard deviation of 0.08 M_{\odot} .

The distance of the star of the sample range between 3 and 113 pc, with a median of 28 pc (see Fig. 13, Gaia Collaboration et al. (2018)).

The median age of the sample is of 149 Myr. The uncertainties on the ages range from several Myr to several hundreds Myr. We choose two ways to represent them. First, we present a histogram of the age in Figure 14a. We choose the histogram bin to be larger than the median uncertainty on the age of the star of the survey. This ensures that the real age of most of the stars of the survey are inside the range where they were counted. Second, we consider an alternative way to present the age of the survey that we call the histogram of the possible age. It is a histogram where we count in each bin the number of stars for which the bin is within their errorbars. It represents the ranges of possible values for the ages of the stars. As the stars are counted several times, this histogram give only qualitative information. We present the histogram of the possible age of the combined sample in Figure 14b. We can observe several peaks corresponding to different moving groups: ~ 40 Myr (Tucana/Horlogium, Carina, Columba, Argus (Bell et al. 2015)), $\sim 130 - 150$ Myr (AB Doradus (Bell et al. 2015)) and 250 Myr (Hercules/Lyraes (Eisenbeiss et al. 2013)).

Metallicity measurements are only available for 86 of our targets. Their metallicities are close to the solar one, with a median of 0.03 *dex* (mean of 0.03 *dex*) and a standard deviation of 0.14 *dex*. We observe no statistically significant correlation between the metallicity and the $B - V$ nor between the metallicity and the stellar mass in our sample. We present the metallicity of the combined sample in Figure 15.

The median time baseline is 2621 days (mean time baseline of 2493 days), with a median number of spectra per target of 25 (92 on average) spaced on a median number of 13 nights (18 on average, Figure 16).

Details can be found in the Tables A.1, A.3, A.2 and A.4 (Table A.3 and A.4 being updated versions of the Tables A.1 and A.2 presented in (Grandjean et al. 2020)).

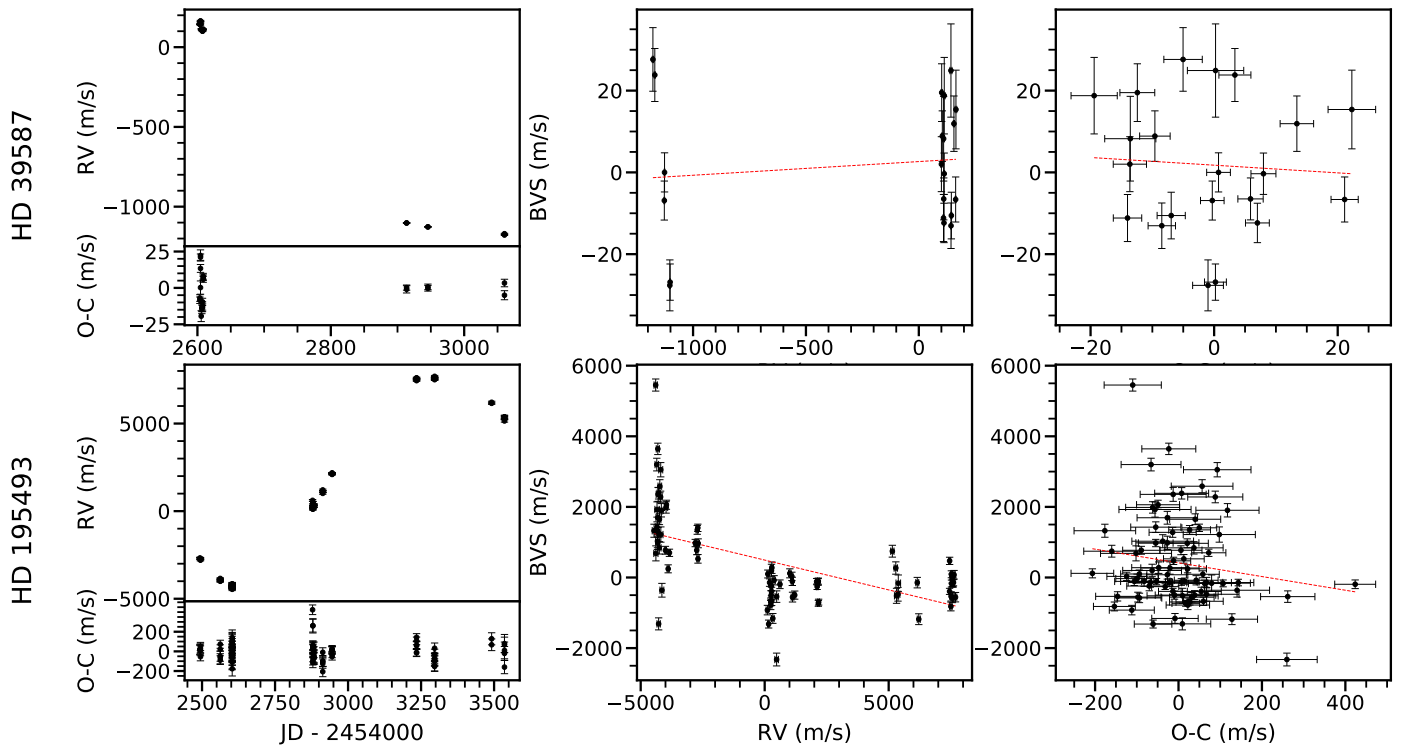


Fig. 10: Binary stars RV analysis. *First column*: RV time variation (*top*) and its Keplerian fit residuals. These fits are presented in Fig. 6 for HD 39587 and in Fig. 7 for HD 195493. *Second column*: BVS vs RV diagram (black) and its best linear model (red dashed line). *Third column*: BVS vs RV residuals diagram and its best linear model (red dashed line).

4.2. Stellar intrinsic variability

The jitter observed in the RV timeseries of our combined sample is mainly caused by pulsations for early-type stars (from A to F5V), and by spots and faculae for late-type stars ($> F5V$). Those two regimes can be distinguished, as stars with pulsations shows a (BVS, RV) diagram vertically spread, whereas stars with spots present a correlation between BVS and RV (Lagrange et al. 2009). The main origin of RV jitter is reported in Tables A.2 and A.4 for each target of the HARPS YNS and SOPHIE YNS surveys respectively. **The distinction between stars with pulsations (marked "P" in these tables) and stars with spots (marked "A" in these tables) was based on the stellar spectral type, the bisector shape (Lagrange et al. 2009) and the (BVS, RV) diagram shape as exposed above.**

The stars of the combined survey present a strong jitter. After the removal of the companion's signal (see Section 3) and of the HD 217987 secular drift (see Grandjean et al. (2020)), the ratio between RV rms and the mean RV uncertainty is between 120 and 1, with a median at 12. The median of the RV rms is 44 m s^{-1} (129 m s^{-1} on average). We display in Figure 17 the mean RV uncertainty vs the $B - V$, vs the $v \sin i$ and vs the M_* , of the combined sample. We also display the RV rms vs $B - V$, and vs age in Figure 18. The mean RV uncertainty is strongly correlated with the $v \sin i$ ($\text{Pearson} = 0.78$, $p_{\text{value}} < 6 \times 10^{-26}\%$). The correlation of the combined survey is stronger than for the HARPS YNS survey alone ($\text{Pearson} = 0.69$).

110 stars out of 120 of our sample present variations in their Ca lines, confirming the presence of stellar activity for a large number of targets. The median $\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$ of our

sample is -4.3 with a standard deviation of 0.2. Among this targets 4 present signs of low activity ($\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle < -4.75$), 85 are active ($-4.75 < \langle \log R'_{\text{HK}} \rangle < -4.2$) and 21 present signs of high activity ($\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle > -4.2$). **The median of the standard deviations of the $\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$ of the stars of the sample is of 0.03 (mean of 0.04).** We present in Figure 19 $\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$ vs $B - V$.

4.3. RV correction for further analysis

We use the method presented in Grandjean et al. (2020) to correct the RV of the SOPHIE stars from **their jitter and from their companion signal**: for the stars for which the RV are dominated by spots (marked A in the Table A.2), we corrected the RV from the (BVS, RV) correlation using Melo et al. (2007) method. For the stars that present a trend (see Section 3.1), we applied a linear regression on their RV. If the residuals presented a correlation between the BVS and the RV, we corrected them from this correlation (Melo et al. 2007). For the binary star for which it was possible to fit the companion signal (see Section 3.1), we worked on the residuals. If the residuals presented a correlation between the BVS and the RV we corrected them from this correlation (Melo et al. 2007).

For the HARPS stars we used the corrected data presented in Grandjean et al. (2020).

4.4. Detection limits

We use the Local Power Analysis (LPA) (Meunier et al. 2012; Borgniet et al. 2017) to compute the $m_p \sin i$ detection limits for periods between 1 and 1000 days in the GP

domain (between 1 and $13 M_{\text{Jup}}$), and in the BD domain (between 13 and $80 M_{\text{Jup}}$). The LPA method determines, for all periods P , the minimum $m_p \sin i$ for which a companion on a circular orbit^f with a period P would lead to a signal consistent with the data, by comparing the synthetic companion maximum power of its periodogram to the maximum power of the data periodogram within a small period range around the period P . For a given star, the detection limit is infinite for periods greater than its time baseline. We made this choice, because the high jitter and the moderate number of spectra per target does not permit to get a strong constraint on a companion signal that have a period greater than the time baseline.

Then, we compute the completeness function $C(m_p \sin i, P)$ of the sample which corresponds, for a given couple $(m_p \sin i, P)$, to the fraction of stars in the sample for which a companion with this mass and period is excluded by the detection limits (Borgniet et al. 2017). For the computation of the completeness, we exclude HD113337, for which companions were detected during the survey. The 40 to 90% search completeness are presented in Figure 20. We also compute the sample search completeness function C_D in this period and mass ranges (see Table 3). It is over 75 % for the AF and FK sub-samples.

4.5. Companion occurrence rates

From our combined HARPS and SOPHIE sample of 119 stars, we compute the occurrence rates of GP (1 to $13 M_{\text{Jup}}$) and BD (13 to $80 M_{\text{Jup}}$) around AF ($B - V \in [-0.05 : 0.52]$), FK ($B - V \in [0.52 : 1.33]$), KM ($B - V \geq 1.33$) type stars, and for different ranges of periods: 1-10, 10-100, 100-1000, and 1-1000 days. We use the method described in Borgniet et al. (2017) to compute the occurrence rates and to correct them from the estimated number of missed companions n_{miss} derived from the search completeness. For the range where no companions were detected in the survey, only the upper limits of the occurrence rates are available.

The inclusion of the SOPHIE YNS survey targets in the combined sample allowed to get a better constraint on the GP and BD occurrence rates around young stars, in comparison to our previous study based on the HARPS YNS survey alone (Grandjean et al. 2020). As an exemple, the upper limits on the GP and BD occurrence rates are now 10 to 40% (depending on the period and mass range) lower than our previous estimate. Moreover, one GP system with $P < 1000$ days companions was discovered in the SOPHIE YNS survey, which permits to derive the occurrence rates of these objects in this period range, instead of an upper limit. We compute an occurrence rate of $1_{-0.3}^{+2.2}$ % for GP with period under 1000 days. The BD occurrence rate is below $0.9_{-0.9}^{+2}$ % in this period range. We present these occurrence rates for AF, FK, M, and all stars in Table 3, and we present the AF and FK sub-samples occurrences rates in Figure 21.

^f Assuming a circular orbit in the computation of the detection limits is common in the field of large RV surveys (Cumming et al. 2008; Lagrange et al. 2009; Borgniet et al. 2017; Grandjean et al. 2020), despite the slightly under-estimation on the detection limits it implies for the whole survey.

4.6. Comparison to surveys on main sequence stars

In our survey, two companions with periods between 100 and 1000 days were detected on the same stars belonging to our AF sub-sample (HD 113337 b and c, Borgniet et al. (2014, 2019)). However, we may have missed some planets with low masses and long period as only 40% of the stars of the survey have detection limits lower than $2 M_{\text{Jup}}$ between 100 and 1000 days (see Figure 20).

No HJ was detected in the survey. This non-detection is robust as 70 % of our stars present limits of detection lower than $1 M_{\text{Jup}}$ for period lower than 10 days. In consequence only upper limits on the occurrence rates of HJ can be computed. To compare our results to precedent surveys we adopted the same p-value formalism than in Grandjean et al. (2020). If the p-value of our non-detection of HJ around young stars is below 10% for a given occurrence rate on MS stars found in the literature, it will indicate that the occurrence rate might be different between young and MS stars, with a confidence level of 90%.

For the AF stars we compute an occurrence rate of $4.3_{-1.3}^{+9.0}$ % for GP with period lower 1000 days, which is in agreement with the $3.7_{-1.1}^{+2.8}$ % occurrence rate derived by Borgniet et al. (2019) on all age AF MS stars.

For the FK stars we compute an upper limit on the occurrence rate of $1.4_{-1.4}^{+3.1}$ % for GP with period lower 1000 days. **It is compatible at 1σ with the GP occurrence rate of 4.3 ± 1 % obtained by Cumming et al. (2008) on FK MS stars in the same period range, but it may be lower.** The p-value test is validated with a confidence level of 90% ($p_{\text{value}} = 3_{-2}^{+4}\%$), which indicates that the occurrence rates of these objects might be different between young and old FK stars. However, the level of confidence of this test is not strict, the probability that we observe such a difference is still about 10%. The fact that this lack of close GP is not seen around young AF stars is puzzling, as our AF and FK sub-samples are not significantly different in metallicity and age. A statistical analysis on a larger number of FK young targets is needed to determine if the GP occurrence rate is significantly lower for young FK stars than for MS FK stars.

Our upper limit on the occurrence rate of HJ ($P < 10$ days) around FK type stars is of $1.3_{-1.3}^{+2.9}$ %, which is compatible with the HJ occurrence rates around FK MS stars that was estimated at $0.46_{-0.3}^{+0.3}$ % by Cumming et al. (2008). We detected 0 companion out of 32 stars, the corresponding p-value are respectively 86_{-8}^{+9} %.

We highlight that our upper limit on the GP occurrence rates around FK stars for periods lower than 1000 days is lower, but compatible at 1σ , with the occurrence rate we derived for AF stars on the same period range. If the occurrence rate of these planets is identic between AF and FK star, then the p-value of our non-detection of such planets around our 32 AF stars will be of $25_{-24}^{+13}\%$. **The apparent difference in occurrence rate between young AF and FK stars is likely to not be significant, but a possibility that it is significant remains.** The metallicity of our AF and FK sub-samples are not statically different. On the other side, the stellar mass of these two sub-sample is significantly different. The occurrence rates of GP around young stars might then depend on the host star mass in favour of the high mass. This would be in agreement with core accretion models' prediction (Kennedy & Kenyon 2008). It would also be in agreement with the host

Table 3: GP ($m_p \sin i \in [1, 13] M_{\text{Jup}}$) and BD ($m_p \sin i \in [13, 80] M_{\text{Jup}}$) occurrence rates around young nearby stars computed from our combined HARPS and SOPHIE sample. The parameters are displayed in normal, bold, italic or bold italic fonts when considering the full star sample, the AF sub-sample, the FK sub-sample or the M sub-sample, respectively.

$m_p \sin i$ interval (M_{Jup})	Orbital period interval (day)	$B - V$	Search completeness C_D (%)	Detected GP systems	Missed GP systems upper limit	GP occurrence rate (%)	Confidence intervals 1σ (%) 2σ (%)	
1-13 (GP)	1-10	all	95	0	0.1	<0.9	0-2.9	0-4.9
		$[-0.05 : 0.52[$	87	0	0.2	<3.7	0-11.5	0-19.1
		$[0.52 : 1.33[$ ≥ 1.33	<i>97</i> 99	<i>0</i> 0	<i>0.0</i> 0.0	<i><1.3</i> <11.2	<i>0-4.2</i> 0-29.7	<i>0-7.1</i> 0-45.6
1-13	1-100	all	91	0	0.1	<0.9	0-3.0	0-5.1
		$[-0.05 : 0.52[$	81	0	0.2	<4.0	0-12.4	0-20.5
		$[0.52 : 1.33[$ ≥ 1.33	<i>95</i> 97	<i>0</i> 0	<i>0.1</i> 0.0	<i><1.3</i> <11.5	<i>0-4.3</i> 0-30.4	<i>0-7.3</i> 0-46.6
1-13	1-1000	all	87	1	0.2	1.0	0.7-3.1	0.2-5.4
		$[-0.05 : 0.52[$	75	1	0.3	4.3	3.0-13.4	1.0-22.1
		$[0.52 : 1.33[$ ≥ 1.33	<i>91</i> 89	<i>0</i> 0	<i>0.1</i> 0.1	<i><1.4</i> <12.5	<i>0-4.5</i> 0-33.0	<i>0-7.6</i> 0-50.7
13-80 (BD)	1-10	all	99	0	0.0	<0.8	0-2.8	0-4.7
		$[-0.05 : 0.52[$	98	0	0.0	<3.3	0-10.2	0-16.8
		$[0.52 : 1.33[$ ≥ 1.33	<i>97</i> 100	<i>0</i> 0	<i>0.0</i> 0.0	<i><1.3</i> <11.1	<i>0-4.2</i> 0-29.4	<i>0-7.1</i> 0-45.2
13-80	1-100	all	97	0	0.0	<0.9	0-2.8	0-4.8
		$[-0.05 : 0.52[$	97	0	0.0	<3.3	0-10.3	0-17.1
		$[0.52 : 1.33[$ ≥ 1.33	<i>98</i> 100	<i>0</i> 0	<i>0.0</i> 0.0	<i><1.3</i> <11.2	<i>0-4.2</i> 0-29.5	<i>0-7.1</i> 0-45.3
13-80	1-1000	all	94	0	0.1	<0.9	0-2.9	0-4.9
		$[-0.05 : 0.52[$	94	0	0.1	<3.4	0-10.6	0-17.5
		$[0.52 : 1.33[$ ≥ 1.33	<i>95</i> 94	<i>0</i> 0	<i>0.1</i> 0.1	<i><1.3</i> <11.8	<i>0-4.3</i> 0-31.4	<i>0-7.3</i> 0-48.1

star mass-GP occurrence rate positive correlation observed for evolved stars in RV (Bowler et al. 2009; Johnson et al. 2010; Jones et al. 2016) and for wide orbit planets around young stars in direct imaging (Baron et al. 2019). A statistical analysis on larger and similar sized young AF and FK samples is needed to determine if the GP occurrence rate for FK young stars is significantly lower than for AF young stars.

Close ($P < 1000$ days) BD are known to be rare (Grether & Lineweaver 2006; Sahlmann et al. 2011; Grieves et al. 2017; Jones et al. 2017; Borgniet et al. 2019). Our upper limit of $0.9^{+2}_{-0.9}$ % on BD occurrence rate for period lower than 1000 days is consistent with previous literature. A statistical analysis on a larger number of young targets is needed to study the difference in the BD occurrence rates between young and MS stars.

5. Conclusion

We have carried out a 3 years SOPHIE survey on 63 young A- to M-type stars in the search for close GP and BD companions. This survey allowed the discovery of a multiplanet system around HD113337 (Borgniet et al. 2014, 2019) in

addition to the discovery of two binary companions: HD 112097 B and HD 105693 B, and the discovery of a long term trend on HD 109647. We confirmed numerous binary companions and we constrained for the first time the orbital parameters of HD 195943 B. No HJ or short period ($P < 10$ days) BD was discovered in this survey.

We then combined our SOPHIE survey with the HARPS YNS survey that was presented in Grandjean et al. (2020), leading to a statistical analysis on 120 young stars. We obtain a GP occurrence rate of $0.9^{+2.2}_{-0.3}$ % for period lower than 1000 days and an upper limit on BD occurrence rate of $0.9^{+2}_{-0.9}$ % in the same period range. We observed a barely significant difference of close GP occurrence rate between A to F and F to K type stars. We also observed significant difference of GP occurrence rates between young and MS F to K type stars with a confidence level of 90%. An analysis on a larger number of young stars is needed to determine if these differences are really significant or not.

The forthcoming analysis of our HARPS survey on Sco-Cen stars will add 50 stars to our analysis. This will permit to reduce the uncertainties on the derived occurrence rates for young stars, in addition to help in the search for the possible impact of system ages on occurrence rates. Moreover,

the Sco-Cen survey is mainly composed of early-type stars, which will balance our AF and FK sub-samples, allowing a better comparison of the two sub-sample occurrence rates.

Acknowledgements. We acknowledge support from the French CNRS and from the Agence Nationale de la Recherche (ANR grant GIPSE ANR-14-CE33-0018). This work has been supported by a grant from Labex OSUG@2020 (Investissements d'avenir – ANR10 LABX56). These results have made use of the SIMBAD database, operated at the CDS, Strasbourg, France. ESO SD acknowledges the support by INAF/Frontiera through the "Progetti Premiali" funding scheme of the Italian Ministry of Education, University, and Research. Based on observations collected at the European Southern Observatory under ESO programme(s) 060.A-9036(A),072.C-0488(E),072.C-0636(A),072.C-0636(B),073.C-0733(A),073.C-0733(C),073.C-0733(D),073.C-0733(E),074.C-0037(A),074.C-0364(A),075.C-0202(A),075.C-0234(A),075.C-0234(B),075.C-0689(A),075.C-0689(B),076.C-0010(A),076.C-0073(A),076.C-0279(A),076.C-0279(B),076.C-0279(C),077.C-0012(A),077.C-0295(A),077.C-0295(B),077.C-0295(C),077.C-0295(D),078.C-0209(A),078.C-0209(B),078.C-0751(A),078.C-0751(B),079.C-0170(A),079.C-0170(B),079.C-0657(C),080.C-0032(A),080.C-0032(B),080.C-0664(A),080.C-0712(A),081.C-0034(B),081.C-0802(C),082.C-0308(A),082.C-0357(A),082.C-0412(A),082.C-0427(A),082.C-0427(C),082.C-0718(B),083.C-0794(A),083.C-0794(B),083.C-0170(C),083.C-0794(D),084.C-1039(A),085.C-0019(A),087.C-0831(A),089.C-0732(A),089.C-0739(A),090.C-0421(A),091.C-0034(A),094.C-0946(A),098.C-0739(A),099.C-0205(A),1014.C-0418(A),1101.C-0557(A),183.C-0437(A),183.C-0972(A),184.C-0815(A),184.C-0815(B),184.C-0815(C),184.C-0815(E),184.C-0815(F),191.C-0873(A),192.C-0224(B),192.C-0224(C),192.C-0224(G),192.C-0224(H). Based on observations collected at the Observatoire de Haute Provence under the programme(s) 06B.PNP.CONNS,07A.PNP.CONNS,07B.PNP.CONNS,08A.PNP.CONNS,13A.PNP.DELF,13A.PNP.LAGR,14A.PNP.LAGR.

6. References

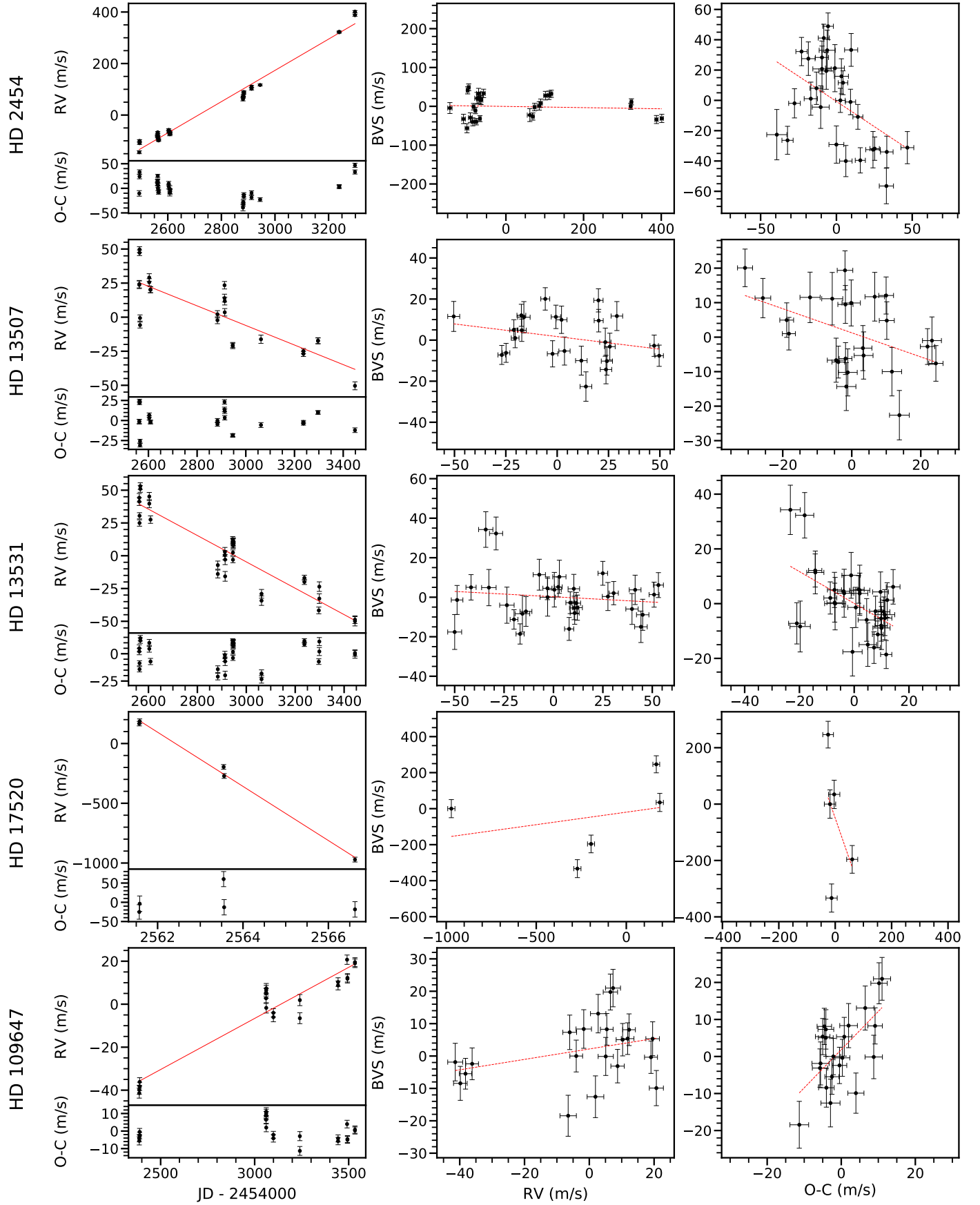
References

- Aguilera-Gómez, C., Ramírez, I., & Chanamé, J. 2018, *A&A*, 614, A55
- Alsubai, K., Mislis, D., Tsvetanov, Z. I., et al. 2017, *AJ*, 153, 200
- Ammler-von Eiff, M. & Guenther, E. W. 2009, *A&A*, 508, 677
- Aumann, H. H. 1985, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 97, 885
- Backman, D. E. & Gillett, F. C. 1987, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 291, *Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, ed. J. L. Linsky & R. E. Stencel, 340–350
- Baines, E. K., Armstrong, J. T., Schmitt, H. R., et al. 2018, *AJ*, 155, 30
- Baron, F., Lafrenière, D., Artigau, É., et al. 2019, *AJ*, 158, 187
- Baron, F., Lafrenière, D., Artigau, É., et al. 2019, *The Astronomical Journal*, 158, 187
- Beichman, C. A., Bryden, G., Stapelfeldt, K. R., et al. 2006a, *The Astrophysical Journal*, 652, 1674
- Beichman, C. A., Tanner, A. A., Bryden, G., et al. 2006b, *The Astrophysical Journal*, 639, 1166
- Bell, C. P. M., Mamajek, E. E., & Naylor, T. 2015, *MNRAS*, 454, 593
- Bonavita, M., Desidera, S., Thalmann, C., et al. 2016, *A&A*, 593, A38
- Booth, M., Kennedy, G., Sibthorpe, B., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 1263
- Bopp, B. W. & Fekel, F. C. 1975, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 87, 891
- Borgniet, S., Boisse, I., Lagrange, A. M., et al. 2014, *A&A*, 561, A65
- Borgniet, S., Lagrange, A. M., Meunier, N., & Galland, F. 2017, *A&A*, 599, A57
- Borgniet, S., Lagrange, A.-M., Meunier, N., et al. 2019, *A&A*, 621, A87
- Bouchy, F. & Sophie Team. 2006, in *Tenth Anniversary of 51 Peg-b: Status of and prospects for hot Jupiter studies*, ed. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou, 319–325
- Bowler, B. P., Johnson, J. A., Marcy, G. W., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 709, 396
- Brandt, T. D., Kuzuhara, M., McElwain, M. W., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 786, 1
- Butler, R. P., Marcy, G. W., Vogt, S. S., et al. 2003, *ApJ*, 582, 455
- Carleo, I., Benatti, S., Lanza, A. F., et al. 2018, *A&A*, 613, A50
- Carpenter, J. M., Bouwman, J., Mamajek, E. E., et al. 2009, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 181, 197
- Casagrande, L., Schönrich, R., Asplund, M., et al. 2011, *A&A*, 530, A138
- Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A.-M., et al. 2017a, in *SF2A-2017: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, ed. C. Rey, P. Di Matteo, F. Herpin, E. Lagarde, A. Lançon, Z. Meliani, & F. Royer, 331–335
- Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A.-M., et al. 2017b, *A&A*, 605, L9
- Chavero, C., de la Reza, R., Ghezzi, L., et al. 2019, *MNRAS*, 487, 3162
- Chen, C. H., Mittal, T., Kuchner, M., et al. 2014, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 211, 25
- Chen, C. H., Patten, B. M., Werner, M. W., et al. 2005, *The Astrophysical Journal*, 634, 1372
- Choquet, E., Perrin, M. D., Chen, C. H., et al. 2016, *The Astrophysical Journal Letters*, 817, L2
- Churcher, L., Wyatt, M., & Smith, R. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 410, 2
- Collier Cameron, A., Guenther, E., Smalley, B., et al. 2010, *MNRAS*, 407, 507
- Corder, S., Carpenter, J. M., Sargent, A. I., et al. 2009, *ApJ*, 690, L65
- Cotten, T. H. & Song, I. 2016, *ApJS*, 225, 15
- Cumming, A., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2008, *PASP*, 120, 531
- David, T. J., Petigura, E. A., Luger, R., et al. 2019, *ApJ*, 885, L12
- de la Reza, R. & Pinzón, G. 2004, *The Astronomical Journal*, 128, 1812
- Deleuil, M., Bonomo, A. S., Ferraz-Mello, S., et al. 2012, *A&A*, 538, A145
- Delorme, P., Lagrange, A. M., Chauvin, G., et al. 2012, *A&A*, 539, A72
- Delorme, P., Schmidt, T., Bonnefoy, M., et al. 2017, *A&A*, 608, A79
- Desidera, S., Covino, E., Messina, S., et al. 2015, *A&A*, 573, A126
- Donaldson, J. K., Roberge, A., Chen, C. H., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 753, 147
- Donati, J. F., Moutou, C., Malo, L., et al. 2016, *Nature*, 534, 662
- Durkan, S., Janson, M., & Carson, J. C. 2016, *The Astrophysical Journal*, 824, 58
- Eiroa, C., Marshall, J. P., Mora, A., et al. 2013, *A&A*, 555, A11
- Eisenbeiss, T., Ammler-von Eiff, M., Roell, T., et al. 2013, *A&A*, 556, A53
- Escorzo, A., Karinkuzhi, D., Jorissen, A., et al. 2019, *A&A*, 626, A128
- Esposito, M., Guenther, E., Hatzes, A. P., & Hartmann, M. 2006, in *Tenth Anniversary of 51 Peg-b: Status of and prospects for hot Jupiter studies*, ed. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou, 127–134
- Fekel, F. C., Henry, G. W., & Tomkin, J. 2017, *AJ*, 154, 120
- Fernandes, R. B., Mulders, G. D., Pascucci, I., Mordasini, C., & Emshenhuber, A. 2019, *ApJ*, 874, 81
- Figueira, P., Marmier, M., Bonfils, X., et al. 2010, *A&A*, 513, L8
- Fischer, D. A. & Valenti, J. 2005, *ApJ*, 622, 1102
- Folsom, C. P., Bouvier, J., Petit, P., et al. 2018, *MNRAS*, 474, 4956
- Frankowski, A., Jancart, S., & Jorissen, A. 2007, *A&A*, 464, 377
- Fuhrmann, K., Chini, R., Kaderhandt, L., & Chen, Z. 2017, *ApJ*, 836, 139
- Gagné, J., Plavchan, P., Gao, P., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 822, 40
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, *A&A*, 616, A1
- Galicher, R., Marois, C., Macintosh, B., et al. 2016, *A&A*, 594, A63
- Galland, F., Lagrange, A. M., Udry, S., et al. 2005a, *A&A*, 444, L21
- Galland, F., Lagrange, A. M., Udry, S., et al. 2005b, *A&A*, 443, 337
- Galland, F., Lagrange, A. M., Udry, S., et al. 2005c, *A&A*, 443, 337
- Gallet, F. & Bouvier, J. 2015, *A&A*, 577, A98
- Gáspár, A., Rieke, G. H., & Ballering, N. 2016a, *ApJ*, 826, 171
- Gáspár, A., Rieke, G. H., & Ballering, N. 2016b, *ApJ*, 826, 171
- Golimowski, D. A., Krist, J. E., Stapelfeldt, K. R., et al. 2011, *The Astronomical Journal*, 142, 30
- Grandjean, A., Lagrange, A. M., Beust, H., et al. 2019, *A&A*, 627, L9
- Grandjean, A., Lagrange, A. M., Keppler, M., et al. 2020, *A&A*, 633, A44
- Grether, D. & Lineweaver, C. H. 2006, *ApJ*, 640, 1051
- Grievens, N., Ge, J., Thomas, N., et al. 2017, *MNRAS*, 467, 4264
- Han, I. & Gatewood, G. 2002, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 114, 224
- Hartmann, M. & Hatzes, A. P. 2015, *A&A*, 582, A84
- Hernán-Obispo, M., Gálvez-Ortiz, M. C., Anglada-Escudé, G., et al. 2010, *A&A*, 512, A45

- Hernán-Obispo, M., Tuomi, M., Gálvez-Ortiz, M. C., et al. 2015, *A&A*, 576, A66
- Hillenbrand, L. A., Carpenter, J. M., Kim, J. S., et al. 2008, *The Astrophysical Journal*, 677, 630
- Hines, D. C., Schneider, G., Hollenbach, D., et al. 2007, *ApJ*, 671, L165
- Holland, W. S., Greaves, J. S., Zuckerman, B., et al. 1998, *Nature*, 392, 788
- Huélamo, N., Figueira, P., Bonfils, X., et al. 2008, *A&A*, 489, L9
- Jackman, J. A. G., Wheatley, P. J., Bayliss, D., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 489, 5146
- Johns-Krull, C. M., McLane, J. N., Prato, L., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 826, 206
- Johnson, J. A., Aller, K. M., Howard, A. W., & Crepp, J. R. 2010, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 122, 905
- Jones, M. I., Brahm, R., Wittenmyer, R. A., et al. 2017, *A&A*, 602, A58
- Jones, M. I., Jenkins, J. S., Brahm, R., et al. 2016, *A&A*, 590, A38
- Kalas, P., Liu, M. C., & Matthews, B. C. 2004, *Science*, 303, 1990
- Kalas, P. G., Rajan, A., Wang, J. J., et al. 2015, *ApJ*, 814, 32
- Kennedy, G. M. & Kenyon, S. J. 2008, *ApJ*, 673, 502
- Kiraga, M. 2012, *Acta Astron.*, 62, 67
- Kley, W. & Nelson, R. P. 2012, *ARA&A*, 50, 211
- Koen, C. & Eyer, L. 2002, *MNRAS*, 331, 45
- Koenig, B., Fuhrmann, K., Neuhaeuser, R., Charbonneau, D., & Jayawardhana, R. 2002, in *Astronomische Gesellschaft Abstract Series*, Vol. 19, *Astronomische Gesellschaft Abstract Series*, 17–17
- Kovári, Z., Strassmeier, K., Granzer, T., et al. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 417, 1047
- Lagrange, A. M., Desort, M., Galland, F., Udry, S., & Mayor, M. 2009, *A&A*, 495, 335
- Lagrange, A.-M., Meunier, N., Chauvin, G., et al. 2013, *A&A*, 559, A83
- Lagrange, A. M., Meunier, N., Rubini, P., et al. 2019, *Nature Astronomy*, 421
- Lannier, J., Delorme, P., Lagrange, A. M., et al. 2016, *A&A*, 596, A83
- Lawler, S. M., Beichman, C. A., Bryden, G., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 705, 89
- Lépine, S. & Bongiorno, B. 2007, *AJ*, 133, 889
- Lindgren, S. & Heiter, U. 2017, *A&A*, 604, A97
- Lippincott, S. L. & Worth, M. D. 1978, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 90, 330
- Luck, R. E. 2017, *AJ*, 153, 21
- Luck, R. E. 2018, *AJ*, 155, 111
- Makarov, V. V. & Kaplan, G. H. 2005, *AJ*, 129, 2420
- Mamajek, E. E. 2012, *The Astrophysical Journal Letters*, 754, L20
- Mamajek, E. E., Meyer, M. R., Hinz, P. M., et al. 2004, *ApJ*, 612, 496
- Mann, A. W., Newton, E. R., Rizzuto, A. C., et al. 2016, *AJ*, 152, 61
- Mannings, V. & Barlow, M. J. 1998, *The Astrophysical Journal*, 497, 330
- Matthews, B. C., Sibthorpe, B., Kennedy, G., et al. 2010, *A&A*, 518, L135
- Mayor, M., Marmier, M., Lovis, C., et al. 2011, *arXiv e-prints*, arXiv:1109.2497
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 2
- McArthur, B. E., Benedict, G. F., Henry, G. W., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 795, 41
- McDonald, I., Zijlstra, A. A., & Boyer, M. L. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427, 343
- Melo, C., Santos, N. C., Gieren, W., et al. 2007, *A&A*, 467, 721
- Meshkat, T., Bailey, V., Rameau, J., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 775, L40
- Messina, S., Desidera, S., Turatto, M., Lanzafame, A. C., & Guinan, E. F. 2010, *A&A*, 520, A15
- Messina, S., Millward, M., Buccino, A., et al. 2017, *A&A*, 600, A83
- Metchev, S. A. 2006, PhD thesis, California Institute of Technology, California, USA
- Meunier, N., Lagrange, A. M., & De Bondt, K. 2012, *A&A*, 545, A87
- Meyer, M. R., Carpenter, J. M., Mamajek, E. E., et al. 2008, *The Astrophysical Journal Letters*, 673, L181
- Meyer, M. R., Hillenbrand, L. A., Backman, D. E., et al. 2004, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 154, 422
- Milli, J., Hiban, P., Christiaens, V., et al. 2017, *A&A*, 597, L2
- Montesinos, B., Eiroa, C., Mora, A., & Merín, B. 2009, *A&A*, 495, 901
- Montet, B. T., Crepp, J. R., Johnson, J. A., Howard, A. W., & Marcy, G. W. 2014, *The Astrophysical Journal*, 781, 28
- Morales, F. Y., Bryden, G., Werner, M. W., & Stapelfeldt, K. R. 2016, *The Astrophysical Journal*, 831, 97
- Morin, J., Donati, J. F., Petit, P., et al. 2008, *MNRAS*, 390, 567
- Moro-Martín, A., Marshall, J. P., Kennedy, G., et al. 2015, *ApJ*, 801, 143
- Moór, A., Ábrahám, P., Kóspál, A., et al. 2013, *The Astrophysical Journal Letters*, 775, L51
- Muller, P. 1950, *Journal des Observateurs*, 33, 105
- Newton, E. R., Irwin, J., Charbonneau, D., et al. 2017, *ApJ*, 834, 85
- Nidever, D. L., Marcy, G. W., Butler, R. P., Fischer, D. A., & Vogt, S. S. 2002, *ApJS*, 141, 503
- Nielsen, E. L., De Rosa, R. J., Rameau, J., et al. 2017, *AJ*, 154, 218
- Nordström, B., Mayor, M., Andersen, J., et al. 2004, *A&A*, 418, 989
- Olmedo, M., Chávez, M., Bertone, E., & De la Luz, V. 2013, *PASP*, 125, 1436
- Olsper, N., Lehtinen, J. J., Kämpylä, M. J., Pelt, J., & Grigorievskiy, A. 2018, *A&A*, 619, A6
- Passegger, V. M., Reiners, A., Jeffers, S. V., et al. 2018, *A&A*, 615, A6
- Patel, R. I., Metchev, S. A., & Heinze, A. 2014, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 212, 10
- Patel, S. G., Vogt, S. S., Marcy, G. W., et al. 2007, *The Astrophysical Journal*, 665, 744
- Paulson, D. B. & Yelda, S. 2006, *PASP*, 118, 706
- Pecaut, M. J., Mamajek, E. E., & Bubar, E. J. 2012, *ApJ*, 746, 154
- Perrier, C., Sivan, J. P., Naef, D., et al. 2003, *A&A*, 410, 1039
- Perruchot, S., Bouchy, F., Chazelas, B., et al. 2011, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 8151, *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets V*, ed. S. Shaklan, 8151115
- Plavchan, P., Werner, M. W., Chen, C. H., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 698, 1068
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Poveda, A., Allen, C., Costero, R., Echevarría, J., & Hernández-Alcántara, A. 2009, *The Astrophysical Journal*, 706, 343
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *The Astrophysical Journal Letters*, 772, L15
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A. M., et al. 2013, *A&A*, 553, A60
- Rebull, L. M., Stapelfeldt, K. R., Werner, M. W., et al. 2008, *The Astrophysical Journal*, 681, 1484
- Rebull, L. M., Stauffer, J. R., Bouvier, J., et al. 2016, *The Astronomical Journal*, 152, 114
- Rhee, J. H., Song, I., Zuckerman, B., & McElwain, M. 2007, *ApJ*, 660, 1556
- Rizzuto, A. C., Newton, E. R., Mann, A. W., et al. 2020, *arXiv e-prints*, arXiv:2005.00013
- Rutten, R. G. M. 1986, *A&A*, 159, 291
- Saffe, C. & Gómez, M. 2004, *A&A*, 423, 221
- Sahlmann, J., Ségransan, D., Queloz, D., et al. 2011, *A&A*, 525, A95
- Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., et al. 2005, *A&A*, 437, 1127
- Schneider, G., Silverstone, M. D., Hines, D. C., et al. 2006, *The Astrophysical Journal*, 650, 414
- Ségransan, D., Mayor, M., Udry, S., et al. 2011, *A&A*, 535, A54
- Sierchio, J. M., Rieke, G. H., Su, K. Y. L., & Gáspár, A. 2014, *The Astrophysical Journal*, 785, 33
- Simon, M. & Schaefer, G. H. 2011, *The Astrophysical Journal*, 743, 158
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
- Smith, R., Wyatt, M. C., & Haniff, C. A. 2012, *MNRAS*, 422, 2560
- Soto, M. G., Jenkins, J. S., & Jones, M. I. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 451, 3131
- Soumer, R., Perrin, M. D., Pueyo, L., et al. 2014, *The Astrophysical Journal Letters*, 786, L23
- Stauffer, J., Rebull, L., Bouvier, J., et al. 2016, *The Astronomical Journal*, 152, 115
- Stencel, R. E. & Backman, D. E. 1991, *ApJS*, 75, 905
- Stone, J. M., Skemer, A. J., Hinz, P. M., et al. 2018, *AJ*, 156, 286
- Strassmeier, K. G., Pichler, T., Weber, M., & Granzer, T. 2003, *A&A*, 411, 595
- Su, K. Y., Bryden, G., Rieke, G., Stapelfeldt, K. R., & Balog, Z. 2013, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 221, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #221*, 144.19
- Su, K. Y. L., Rieke, G. H., Stapelfeldt, K. R., et al. 2009, *ApJ*, 705, 314
- Teyssandier, J., Lai, D., & Vick, M. 2019, *MNRAS*, 486, 2265
- Tokovinin, A. 2014, *AJ*, 147, 86
- Tokovinin, A. 2014, *The Astronomical Journal*, 147, 87
- Tremko, J., Bakos, G. A., Žižňovský, J., & Pribulla, T. 2010, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, 40, 83
- van Eyken, J. C., Ciardi, D. R., von Braun, K., et al. 2012, *ApJ*, 755, 42

- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
- Vigan, A., Bonavita, M., Biller, B., et al. 2017, *A&A*, 603, A3
- Vogt, S. S., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2005, *ApJ*, 632, 638
- Weise, P., Launhardt, R., Setiawan, J., & Henning, T. 2010, *A&A*, 517, A88
- Wilson, P. A., Hébrard, G., Santos, N. C., et al. 2016, *A&A*, 588, A144
- Wittenmyer, R. A., Endl, M., Cochran, W. D., Levison, H. F., & Henry, G. W. 2009, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 182, 97
- Wright, J. T., Marcy, G. W., Howard, A. W., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 753, 160
- Wright, N. J., Drake, J. J., Mamajek, E. E., & Henry, G. W. 2011, *ApJ*, 743, 48
- Yu, L., Donati, J.-F., Hébrard, E. M., et al. 2017, *MNRAS*, 467, 1342
- Zorec, J. & Royer, F. 2012, *A&A*, 537, A120
- Zuckerman, B., Rhee, J. H., Song, I., & Bessell, M. S. 2011, *The Astrophysical Journal*, 732, 61
- Zuckerman, B. & Song, I. 2004, *The Astrophysical Journal*, 603, 738
- Zuckerman, B., Vican, L., Song, I., & Schneider, A. 2013, *The Astrophysical Journal*, 778, 5
- Zuckerman, B., Vican, L., Song, I., & Schneider, A. 2013, *ApJ*, 778, 5

Fig. 11: Stars with trend RV analysis. *First column: top:* RV time variations (black) with the model of its linear regression (red line). *Bottom:* Residuals of the linear regression. *Second column:* BVS vs RV diagram (black) and its best linear model (red dashed line). *Third column:* BVS vs RV residuals diagram and its best linear model (red dashed line).



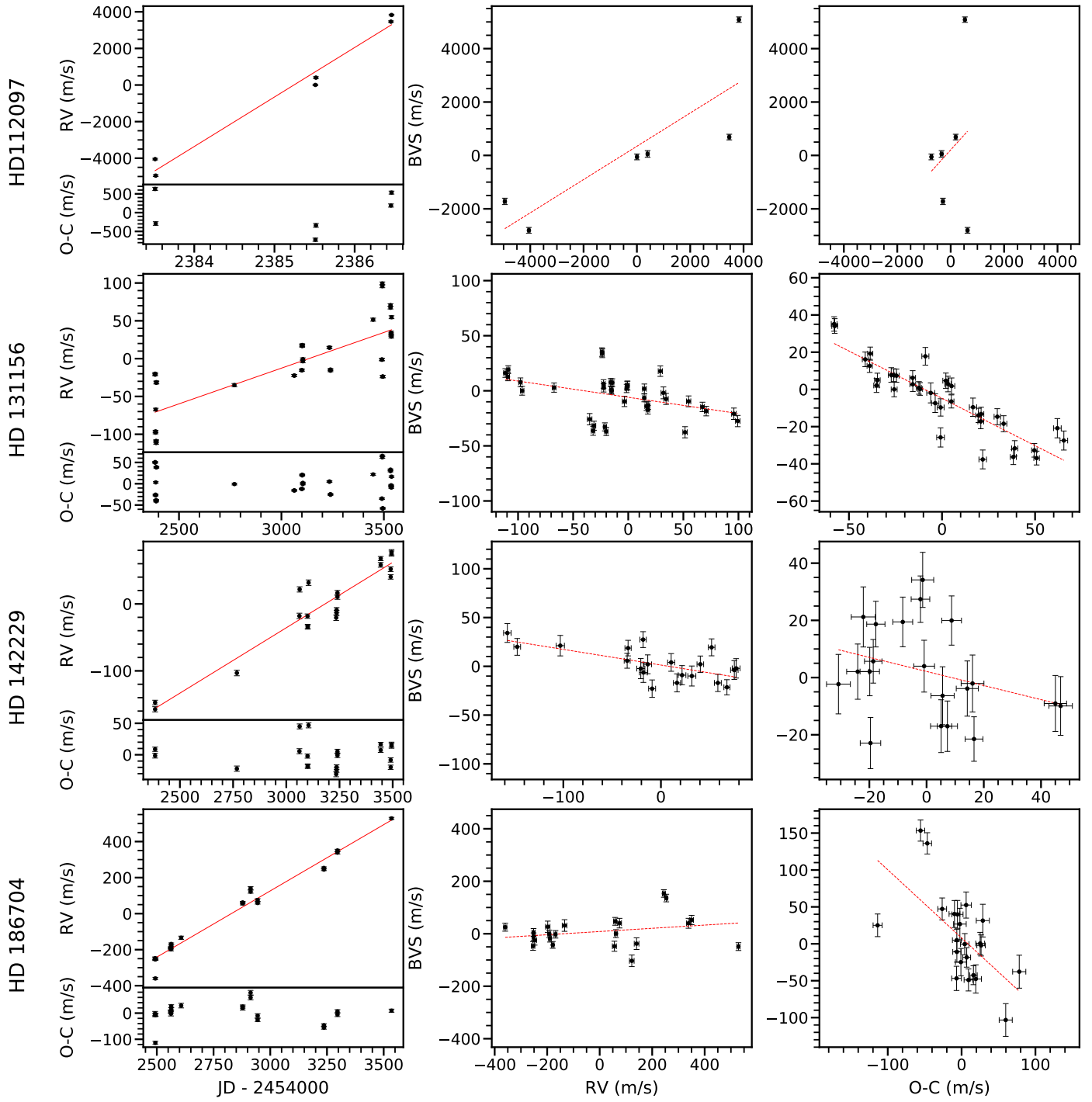


Fig. 11: Continued

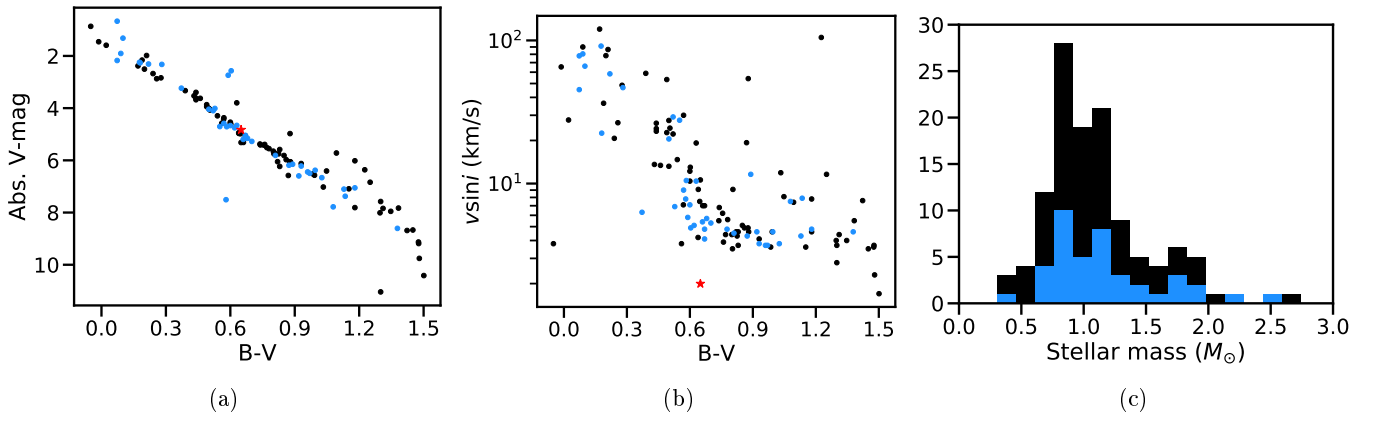


Fig. 12: Main physical properties of our combined HARPS and SOPHIE YNS sample. HARPS targets related data are presented in black and SOPHIE related data are presented in blue. The HARPS (black) histogram and the SOPHIE (blue) histogram are stacked. a) Absolute V -magnitude vs $B - V$. Each dot corresponds to one target. The Sun is displayed (red star) for comparison. b) $v \sin i$ vs $B - V$ distribution. a) Histogram of the stars masses (in M_{\odot}).

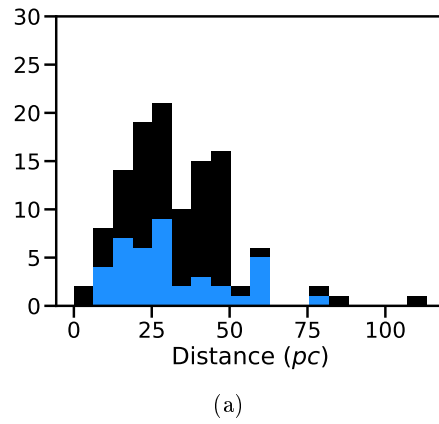


Fig. 13: Gaia DR2 (Gaia Collaboration et al. 2018) distance histogram of our combined HARPS and SOPHIE YNS sample. The HARPS (black) histogram and the SOPHIE (blue) histogram are stacked.

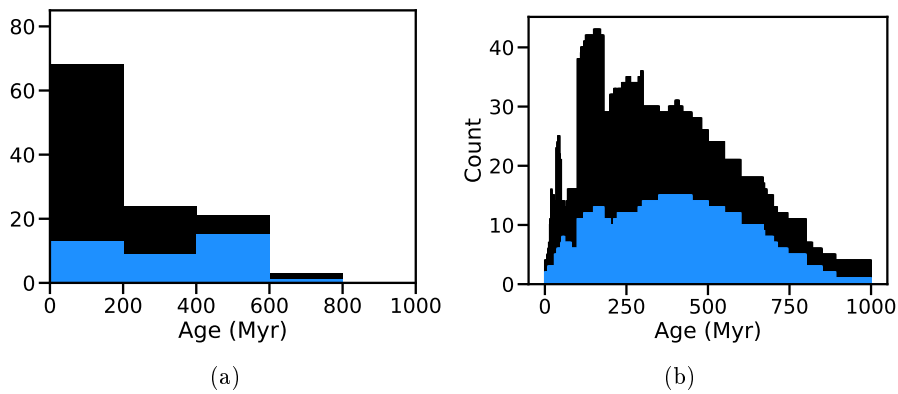


Fig. 14: Age distribution of the combined HARPS and SOPHIE YNS sample. a) Age histogram. b) Histogram of the possible age. Each bin counts the number of stars for which the bin is within their age errorbars. The HARPS (black) histogram and the SOPHIE (blue) histogram are stacked.

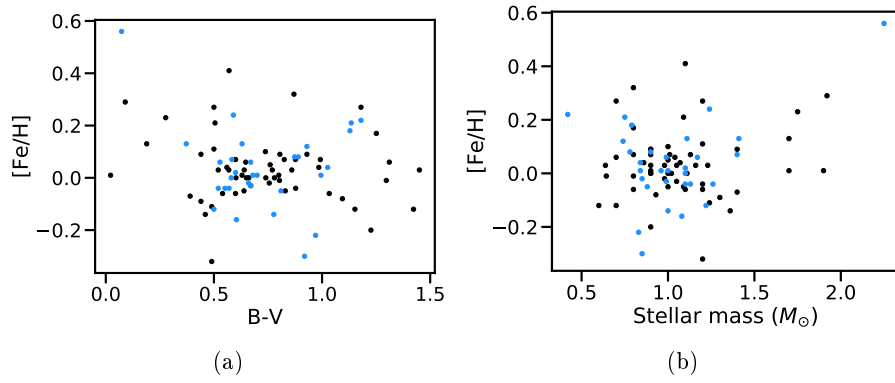


Fig. 15: Metallicity of the HARPS and SOPHIE YNS sample, against $B - V$ (a), and against stellar mass (b). HARPS targets related data are presented in black and SOPHIE related data are presented in blue.

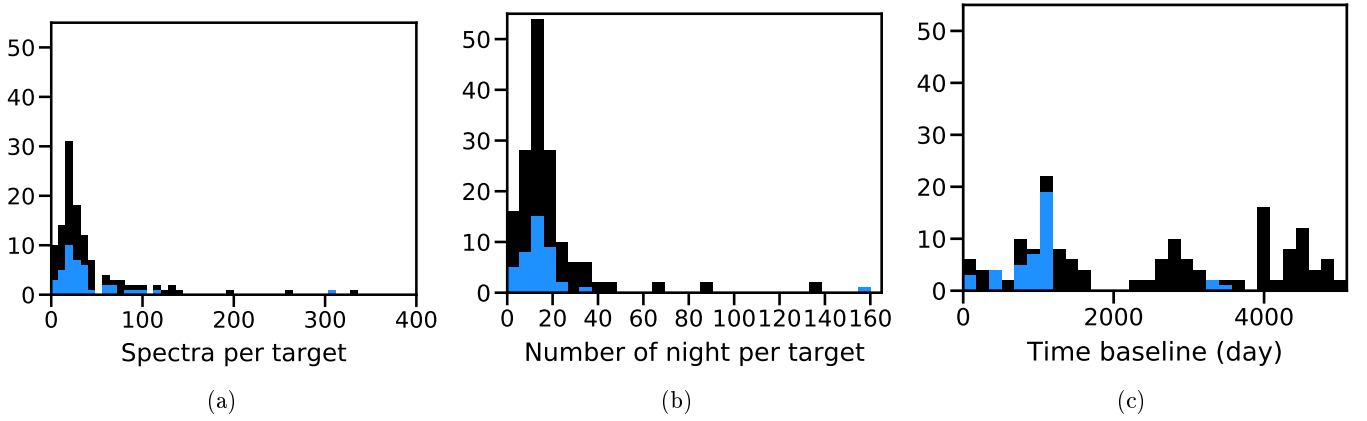


Fig. 16: Observation summary of the combined HARPS and SOPHIE YNS sample. a) Histogram of the number of spectra per target, HD 216956 (Fomalhaut, 834 spectra) and HD 039060 (β Pic, 5108 spectra) are not displayed. b) Histogram of the number of nights per target. c) Histogram of the time baselines. The HARPS (black) histogram and the SOPHIE (blue) histogram are stacked.

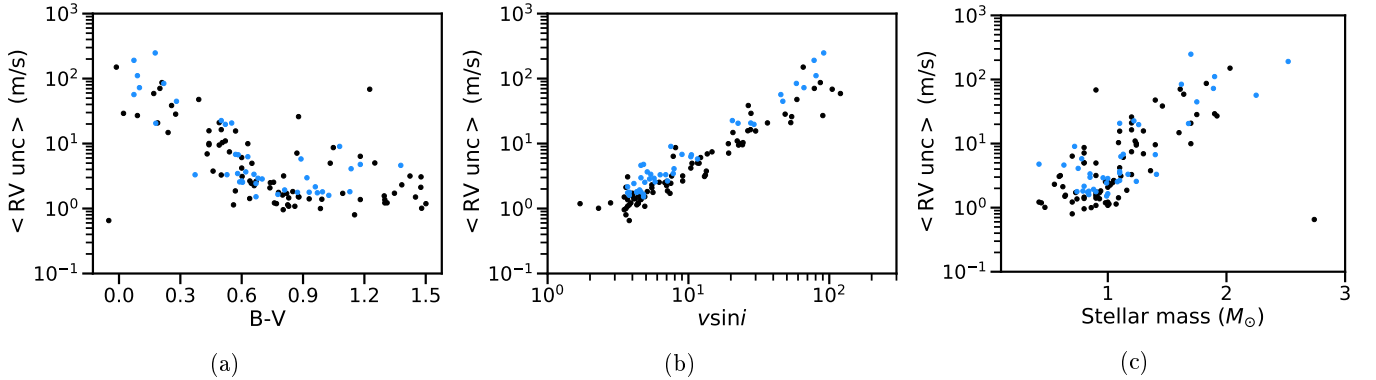


Fig. 17: Summary of the RV uncertainties of the combined survey. Mean RV uncertainty (accounting for the photon noise only) vs $B - V$ (a), vs $v \sin i$ (b) and vs M_{\star} (in M_{\odot} , c). HARPS targets related data are presented in black and SOPHIE related data are presented in blue.

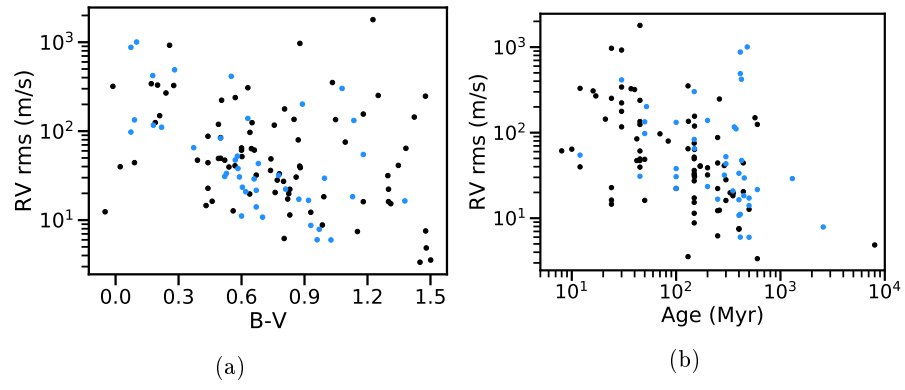


Fig. 18: Summary of the RV rms of the combined survey. RV rms vs $B - V$ (a), and vs age (b). HARPS targets related data are presented in black and SOPHIE related data are presented in blue.

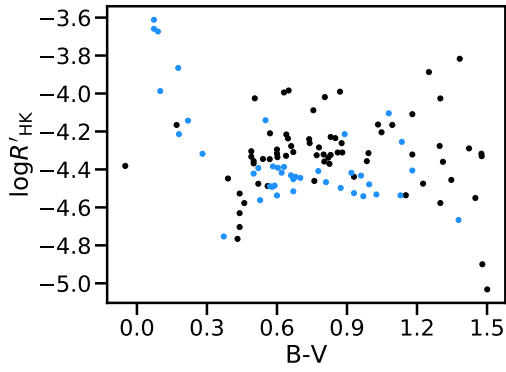


Fig. 19: Combined survey $\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$ vs $B - V$. HARPS targets related data are presented in black and SOPHIE related data are presented in blue.

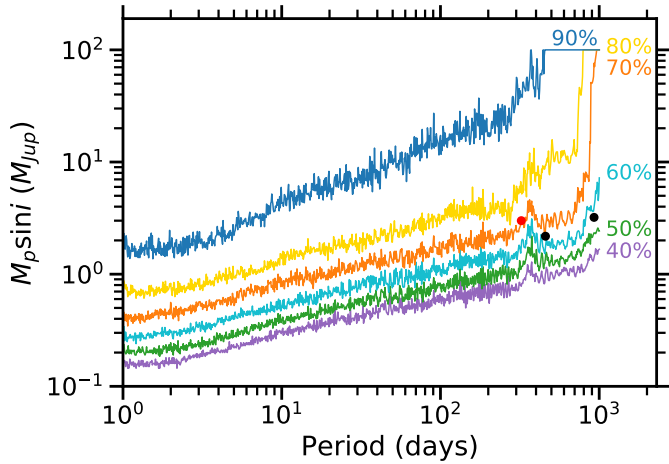


Fig. 20: Search completeness of our survey, corresponding to the lower $m_p \sin i$ for which $X\%$ of the star of the survey have detection limits below this $m_p \sin i$ at a given period P . From bottom to top 40% to 90%. Our detected planet HD 113337 b is presented with a red dot, while the non-detected planets of the survey, HD 128311 b and c, are presented with black dots.

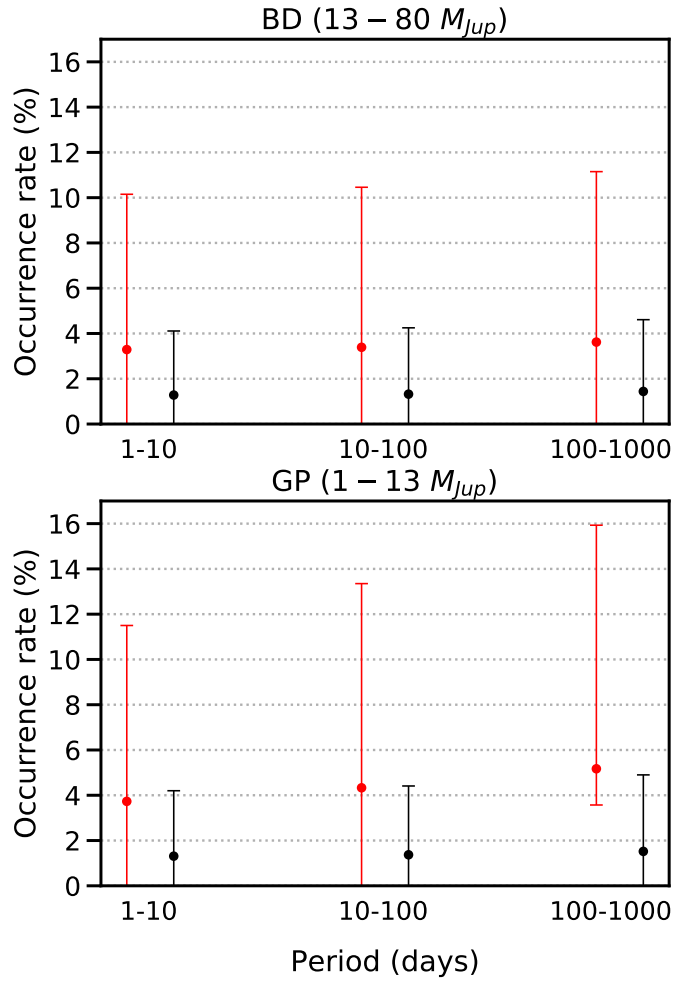


Fig. 21: Occurrence rates and their 1σ ranges for the period ranges of 1-10, 10-100, and 100- 1000 days in the GP domain ($1 - 13 M_{\text{Jup}}$, *Top*) and BD domain ($13 - 80 M_{\text{Jup}}$, *Bottom*), for the AF sub-sample (*Red*) and the FK sub-sample (*Black*).

Appendix A: Combined sample

Appendix A.1: SOPHIE sample

Table A.1: Stars characteristics for the 54 stars of the SOPHIE YNS RV survey for which RV could be computed ($V \sin i < 300 \text{ km s}^{-1}$). The stars excluded from our analysis (too old, binary stars for which the companion signal could not be fitted) are highlighted with a dagger(\dagger). Spectral types (ST) were taken from the CDS database at the beginning of the survey and the $B - V$ values are taken from the CDS database. The $v \sin i$ are computed with SAFIR based on the CCF width. The IR/D column reports if either an IR excess is reported (y) or not (n) and if a disc has been resolved (y) or not (n) in the literature.

Name HD/BD/CD	HIP	ST	$B - V$	Mass (M_{\odot})	Age (Myr)	$v \sin i$ (km.s^{-1})	IR/D
HD377	682	G2V	0.630	1.11 ^a	200 ⁺²⁰⁰ ₋₂₀₀ ^b	10.4	y^c/y^d
HD2454 \dagger	2235	F6V	0.430	1.21 ^j	800 ⁺³⁰⁰ ₋₃₀₀ ^e	6.7	-/-
HD7804	6061	A3V	0.073	2.52 ^f	412 ^f	78.0	$y^g/-$
HD13507	10321	G0V	0.670	0.99 ^j	500 ⁺¹⁰⁰ ₋₁₀₀ ^e	4.1	$y^g/-$
HD13531	10339	G0V	0.700	1 ^j	400 ^h	5.3	$y^g/-$
HD17250	12925	F8V	0.520	1.26 ⁱ	45 ^j	29.2	$y^g/-$
HD20630	15457	G5V	0.670	0.99 ^{+0.02} _{-0.03} ^e	600 ⁺²⁰⁰ ₋₂₀₀ ^e	4.8	$n^h/-$
HD25457	18859	F5V	0.500	1.2 ^j	149 ⁺³¹ ₋₄₉ ^j	12.4	$y^k/-$
HD25953	19183	F5V	0.500	1.22 ^j	149 ⁺³¹ ₋₄₉ ^j	20.5	$y^g/-$
HD26913	19855	G8V	0.660	0.85 ^l	1300 ⁺¹²⁰⁰ ₋₁₂₀₀ ^b	5.4	$y^g/-$
HD26923	19859	G0IV	0.560	1.07 ^j	500 ⁺⁵⁰ ₋₁₀₀ ^j	3.8	$n^g/-$
HD28495 \dagger	21276	G0V	0.778	0.82 ⁱ	100 ^m	4.8	$y^g/-$
HD29697	21818	K3V	1.135	0.75 ^j	100 ⁺¹⁰⁰ ₋₇₀ ^j	7.9	-/-
HD32977	23871	A5V	0.100	1.89 ^j	480 ⁺¹⁹³ ₋₁₉₃ ^j	66.1	$y^g/-$
HD35171	25220	K2V	1.129	0.79 ^j	445 ⁺⁴⁴⁵ ₋₂₂₂ ^j	4.3	-/-
HD39587	27913	G0V	0.600	1.1 ^f	412 ^f	7.1	$y^g/-$
HD41593	28954	K0V	0.825	0.89 ^j	350 ⁺³⁰⁰ ₋₁₅₀ ^j	4.6	$y^g/-$
HD48299 \dagger	32262	F5IV	0.520	1.18 ^{+0.05} _{-0.04} ⁿ	2940 ⁺⁵⁶⁰ ₋₁₆₆₀ ⁿ	4.3	$n^g/-$
HD63433	38228	G5IV	0.680	0.96 ^{+0.02} _{-0.02} ^e	300 ⁺¹⁰⁰ ₋₁₀₀ ^e	5.7	$y^g/-$
HD75332	43410	F7V	0.528	1.17 ^j	400 ⁺¹⁰⁰ ₋₁₀₀ ^e	6.9	$y^g/-$
HD82106	46580	K3V	1.026	0.84 ^j	500 ⁺¹⁰⁰ ₋₁₀₀ ^j	3.8	-/-
HD89449 \dagger	50564	F6IV	0.440	1.32 ^j	3100 ^h	11.9	-/-
HD90905	51386	F5V	0.569	1.16 ^j	200 ⁺²⁰⁰ ₋₁₀₀ ^j	7.0	y^o/y^p
HD94765	53486	K0V	0.873	0.9 ^j	500 ⁺²⁰⁰ ₋₂₀₀ ^j	4.3	-/-
HD97244	54688	A5V	0.219	1.62 ^j	375 ⁺³³⁷ ₋₃₃₇ ^j	58.4	$y^g/-$
HD102647	57632	A3V	0.090	1.90 ^j	50 ^j	80.5	y^q/y^r
HD105963 \dagger	59432	K0V	0.210	0.75 ⁱ	266 ⁺¹¹ ₋₁₁ ^s	8.7	-/-
HD107146	60074	G2V	0.604	1.08 ^j	200 ⁺¹⁰⁰ ₋₈₀ ^j	4.9	-/ y^t
HD109647	61481	K0V	0.960	0.8 ^f	412 ^f	3.7	$y^g/-$
HD110463	61946	K3V	0.970	0.83 ^u	2570 ^u	3.7	$n^g/-$
HD112097	62933	A7III	0.281	1.75 ^f	412 ^f	46.8	$n^g/-$
HD113337	63584	F6V	0.372	1.41 ^j	150 ⁺⁵⁰ ₋₅₀ ^v	6.3	y^w/y^x
HD115383	64792	G0V	0.590	1.24 ^j	100 ⁺¹⁰⁰ ₋₁₀₀ ^e	5.8	-/-

^a This work (see Appendix B) ^b Chavero et al. (2019) ^c Meyer et al. (2008) ^d Cotten & Song (2016) ^e Aguilera-Gómez et al. (2018) ^f Stone et al. (2018) ^g McDonald et al. (2012) ^h Gáspár et al. (2016a) ⁱ This work (estimated with SAFIR) ^j Vigan et al. (2017) ^k Zuckerman et al. (2011) ^l Luck (2018) ^m Gáspár et al. (2016b) ⁿ Casagrande et al. (2011) ^o Carpenter et al. (2009) ^p Morales et al. (2016) ^q Stencel & Backman (1991) ^r Matthews et al. (2010) ^s Plavchan et al. (2009) ^t Corder et al. (2009) ^u Luck (2017) ^v Borgniet et al. (2014) ^w Rhee et al. (2007) ^x Su et al. (2013)

Table A.1: Continued.

Name HD/BD/CD	HIP	ST	$B - V$	Mass (M_{\odot})	Age (Myr)	$v \sin i$ (km.s^{-1})	IR/D
HD128311	71395	K0V	0.995	0.84^j	$450^{+100}_-100^j$	4.6	$y^{yz}/-$
HD131156	72659	G8V	0.777	1.00^f	290^f	4.8	$y^g/-$
HD135559	74689	A4V	0.177	1.70^j	$422^{+322}_-322^j$	91.3	$y^g/-$
HD142229	77810	G5V	0.620	1.10^j	$350^{+100}_-150^j$	5.1	$y^g/-$
HD148387 [†]	80331	G8III	0.910	$2.45^{+0.1}_{-0.1}{}^{aa}$	$650^{+100}_{-100}{}^{aa}$	4.1	$y^g/-$
HD161284	86456	K0V	0.930	0.74^i	-	3.8	$y^g/-$
HD166435 [†]	88945	G0V	0.628	$1.01^{+0.02}_{-0.04}{}^e$	$3320^{+2290}_{-1590}{}^e$	6.2	$y^g/-$
HD171488	91043	G0V	0.551	1.1^j	$30^{+30}_{-20}{}^j$	27.7	$y^g/-$
HD175726	92984	G0V	0.570	1.13^j	$424^{+424}_{-212}{}^j$	9.0	$y^g/-$
HD186689	97229	A3IV	0.180	1.68^j	$361^{+308}_{-308}{}^j$	22.5	$y^g/-$
HD186704	97255	G0V	0.583	1.4^j	$100^{+100}_{-50}{}^j$	10.5	$y^g/-$
HD195943	101483	A3IV	0.073	2.25^j	50^j	45.3	$n^g/-$
HD206860	107350	G0V	0.580	1.1^j	$300^{+100}_{-100}{}^j$	7.8	$y^{yab}/-$
HD211472	109926	K1V	0.810	$0.88^{+0.01}_{-0.05}{}^n$	100^n	4.5	-/-
HD218396	114189	A5V	0.257	1.46^j	42^j	29.8	y^{ac}/y^{ad}
HD218738 [†]	114379	G5V	0.929	$0.79^{+0.02}_{-0.03}{}^n$	$100^{+200}_{-70}{}^{ae}$	9.4	-/-
HD220140	115147	G9V	0.890	$0.78^{+0.02}_{-0.01}{}^n$	$52^{+28}_{-22}{}^j$	11.6	-/-
HD245409	26335	K7V	1.378	0.63^j	$400^{+400}_{-250}{}^j$	4.6	$y^g/-$
-	11437	K7V	1.180	0.42^{af}	12^{ag}	4.8	$y^g/-$
-	40774	G5V	0.919	0.85^j	250^j	4.6	-/-
BD+20 1790	-	K5V	1.079	0.72^j	$149^{+31}_{-49}{}^j$	7.5	-/-

^y Beichman et al. (2006b) ^z Saffe & Gómez (2004) ^{aa} Baines et al. (2018) ^{ab} Moro-Martín et al. (2015) ^{ac} Zuckerman & Song (2004) ^{ad} Su et al. (2009) ^{ae} Galicher et al. (2016) ^{af} Baron et al. (2019) ^{ag} Paulson & Yelda (2006)

Table A.2: Results, before any correction, for the 54 stars of our SOPHIE YNS RV survey for which RV could be computed ($V \sin i < 300 \text{ km s}^{-1}$). The stars excluded from our analysis (too old, binary stars for which the companion signal could not be fitted) are highlighted with a dagger(†). Spectral types (ST) were taken from the CDS database at the beginning of the survey. The table provides the time baseline (TBL), the number of computed spectra N_m , the amplitude corresponding to the difference between the maximum and the minimum of the RV(A), rms and mean uncertainty $\langle U \rangle$ on the RV and BVS measurements, the RV-BVS correlation factor (slope of the best linear fit), the mean FWHM ($\langle \text{FWHM} \rangle$), and the mean $\log R'_{\text{HK}}$ ($\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$) and its standard deviation $\sigma_{\log R'_{\text{HK}}}$. The V column presents, if identified, the source of stellar jitter : A stands for stellar activity (spots) and P stands for pulsations. The T column presents the stars with a long term trend induced by a companion. The B column presents the nature of the companion, C stands for sub-stellar companion, SB1 for stars for single-line spectroscopic binary, and SB2 stands for double-line spectroscopic binary.

Stellar characteristics		Survey results.											
Name	HIP	ST	TBL	RV		BVS		RV-BVS	$\langle \text{FWHM} \rangle$	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	V	T	B
HD/BD/CD			(day)	A	rms	A	rms	corr.	(km s^{-1})	($\sigma_{\log R'_{\text{HK}}}$)			
				(m s ⁻¹)		(m s ⁻¹)							
HD377	682	G2V	747	652.3	139.1	6.3	302.6	15.0	73.6	-0.84	22.8	A	-
HD2454†	2235	F6V	805	545.6	154.9	4.2	105.4	11.0	28.4	-	14.6	A	T SB1
HD7804	6061	A3V	740	8767.7	875.7	190.9	161539.7	447.1	15742.1	-	175.9	P	-
HD13507	10321	G0V	886	100.0	24.5	2.2	42.7	6.5	10.8	-	9.9	A	T SB1
HD13531	10339	G0V	882	103.1	28.6	2.7	52.9	7.7	11.6	-	11.9	A	T SB1
HD17250	12925	F8V	5	1157.2	420.0	19.7	579.6	49.9	199.5	-	63.9	-	T SB1
HD20630	15457	G5V	740	80.1	21.6	1.5	48.2	4.4	11.9	-1.61	11.0	A	-
HD25457	18859	F5V	498	121.0	39.7	6.3	158.5	14.8	54.8	-0.59	27.1	A	-
HD25953	19183	F5V	883	339.7	83.4	22.6	508.7	56.1	133.1	0.05	45.1	A	-
HD26913	19855	G8V	883	112.5	29.0	3.4	84.0	8.5	20.0	-1.21	12.2	A	-
HD26923	19859	G0IV	501	23.6	6.7	1.9	20.3	5.2	5.0	-0.21	9.4	A	-
HD28495†	21276	G0V	500	5293.0	1867.9	2.3	849.5	6.3	307.6	-	11.1	-	T SB1
HD29697	21818	K3V	498	461.4	131.9	4.1	221.6	10.6	56.9	-1.93	17.1	A	-
HD32977	23871	A5V	881	7983.5	1005.2	72.5	8043.9	180.4	1139.2	-	141.2	P	-
HD35171	25220	K2V	882	56.9	18.3	1.8	25.1	5.1	8.0	-0.48	10.1	A	-
HD39587	27913	G0V	457	1342.4	569.7	2.4	55.3	6.2	15.9	-	15.6	-	T SB1
HD41593	28954	K0V	42	32.5	10.1	2.2	20.5	6.1	8.5	-0.66	10.7	A	-
HD48299†	32262	F5IV	499	19.0	5.3	3.0	42.0	7.9	11.7	-0.25	10.2	A	-
HD63433	38228	G5IV	1109	135.1	43.3	2.9	81.1	7.8	24.7	-1.62	12.9	A	-
HD75332	43410	F7V	3413	125.4	33.5	3.3	120.7	8.8	22.2	-0.7	15.2	A	-
HD82106	46580	K3V	1106	33.4	6.0	1.6	18.4	4.7	4.6	0.15	9.3	A	-
HD89449†	50564	F6IV	3332	112.2	24.4	5.2	206.0	12.2	51.1	-0.13	25.4	A	-
HD90905	51386	F5V	1109	116.6	28.9	4.4	110.3	11.5	33.2	-0.53	15.3	A	-
HD94765	53486	K0V	1148	65.6	17.2	1.8	49.7	5.1	10.5	-0.75	10.1	A	-
HD97244	54688	A5V	1150	446.3	110.8	84.2	78962.9	207.6	9458.8	-	122.5	P	-
HD102647	57632	A3V	1146	702.7	133.8	110.9	23552.8	250.4	2136.4	-	180.3	P	-
HD105963†	59432	K0V	1105	7239.8	2756.8	3.5	-	-	-	-	5.6	-	T SB2
HD107146	60074	G2V	1150	89.9	23.4	2.5	49.2	6.5	13.7	-1.18	11.2	A	-
HD109647	61481	K0V	1147	62.1	19.4	1.9	39.4	5.8	9.7	-	9.2	A	T
HD110463	61946	K3V	1150	26.6	7.9	1.7	27.5	5.0	6.8	-0.76	9.2	A	-

Table A.2: Continued.

Stellar characteristics			Survey results.														
Name	HIP	ST	TBL	N_m	RV		BVS		RV- BVS	RV- BVS	corr.	$\langle \text{FWHM} \rangle$	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	V	T	V	
HD/BD/CD			(day)		A	rms	A	rms				(km s^{-1})	($\sigma_{\log R'_{\text{HK}}}$)				
					(m s^{-1})		(m s^{-1})										
HD112097	62933	A7III	3	6	8778.4	3352.6	44.7	7892.0	109.3	2480.6	-	100.9	-4.318(0.01)	P	T	SB1	
HD113337	63584	F6V	3367	304	327.4	65.2	3.3	132.8	8.2	23.6	-	13.6	-4.75(0.06)	-	-	C ^{ab}	
HD115383	64792	G0V	1149	38	136.4	30.6	2.6	117.5	6.0	22.7	-1.21	13.2	-4.49(0.05)	A	-	-	
HD128311	71395	K0V	1153	41	107.5	29.5	1.8	55.5	5.1	10.9	0.26	10.7	-4.48(0.04)	-	-	-	
HD131156	72659	G8V	1154	37	210.9	52.9	1.3	72.8	4.7	18.4	-	10.9	-4.41(0.04)	A	T	SB1	
HD135559	74689	A4V	1152	70	2104.0	421.5	248.1	9971236.0	626.8	1174299.1	-	203.0	-3.87(0.07)	P	-	-	
HD142229	77810	G5V	1111	20	234.4	65.6	3.5	57.1	9.5	16.2	-	11.6	-4.42(0.09)	A	T	SB1	
HD148387 [†]	80331	G8III	851	87	41.1	10.2	0.9	19.8	3.4	4.3	-0.44	9.9	-5.17(0.07)	A	-	-	
HD161284	86456	K0V	1151	28	35.8	8.7	1.8	36.9	5.1	9.6	-0.42	9.3	-4.52(0.04)	A	-	-	
HD166435 [†]	88945	G0V	1153	33	185.9	49.4	2.9	125.8	7.7	33.4	-1.32	13.9	-4.41(0.03)	A	-	-	
HD171488	91043	G0V	1151	25	1104.2	413.9	20.7	1217.2	50.8	421.6	-0.87	59.3	-4.14(0.04)	A	-	-	
HD175726	92984	G0V	1044	31	154.5	47.3	6.8	151.7	17.4	37.5	-1.05	19.7	-4.49(0.04)	A	-	-	
HD186689	97229	A3IV	3234	114	603.4	116.7	20.5	2026.0	49.4	384.4	-	48.6	-4.21(0.07)	-	-	-	
HD186704	97255	G0V	1042	22	191.8	38.0	6.7	256.6	15.4	57.6	-	22.8	-4.38(0.06)	A	T	SB1	
HD195943	101483	A3IV	1043	82	12156.0	4363.6	56.8	7775.5	133.2	1261.6	-	98.3	-3.66(0.04)	P	-	SB1	
HD206860	107350	G0V	1044	38	182.7	52.4	3.5	184.2	8.5	51.6	-0.93	17.1	-4.49(0.04)	A	-	-	
HD211472	109926	K1V	975	30	77.2	22.3	1.9	53.3	5.4	13.7	-1.12	10.5	-4.47(0.02)	A	-	-	
HD218396	114189	A5V	809	112	4510.0	1070.1	36.3	4233.3	85.7	1034.4	-	62.7	-4.19(0.03)	P	-	-	
HD218738 [†]	114379	G5V	115	6	1618.3	676.0	7.6	-	-	-	-	-9.3	-	-	-	SB2	
HD220140	115147	G9V	735	17	629.4	201.5	5.8	501.6	14.7	138.9	-1.33	25.3	-4.21(0.03)	A	-	-	
HD245409	26335	K7V	454	5	44.8	16.4	4.6	46.2	12.3	14.2	0.57	10.6	-4.67(0.05)	A	-	-	
-	11437	K7V	67	11	189.2	54.6	4.8	66.5	11.1	21.3	-1.82	11.1	-4.41(0.08)	A	-	-	
-	40774	G5V	715	10	46.5	16.7	3.0	55.1	8.0	17.5	-0.02	10.6	-4.42(0.06)	A	-	-	
BD+20 1790	-	K5V	345	10	910.6	302.3	9.0	512.0	22.1	187.1	-1.54	16.3	-4.1(0.1)	A	-	-	

^a Borgniet et al. (2014) ^b Borgniet et al. (2019)

Appendix A.2: HARPS sample

Table A.3: Stars characteristics for the 89 stars of **the initial sample of our HARPS YNS RV survey. The stars excluded from our analysis (see Grandjean et al. (2020)) are highlighted with a dagger ([†])**. Spectral types (ST) were taken from the CDS database at the beginning of the survey and the $B - V$ values are taken from the CDS database. The $v \sin i$ are computed with SAFIR based on the CCF width. The IR/D column reports if either an IR excess is reported (y) or not (n) and if a disc has been resolved (y) or not (n) in the literature.

Name HD/BD/CD	HIP	ST	$B - V$	Mass (M_{\odot})	Age (Myr)	$v \sin i$ (km.s^{-1})	Rotation period (days)	IR/D
HD105	490	G0V	0.600	1.1 ^a	45 ⁺⁵ ₋₁₀ ^a	10.4	-	y ^b /y ^c
HD984	1134	F7V	0.500	1.2 ^a	42 ⁺⁸ ₋₇ ^a	27.6	-	n ^d /-
HD987	1113	G8V	0.756	0.98 ^e	30 ⁺¹⁵ ₋₁₅ ^f	6.2	3.72 ± 0.01 ^g	n ^h /-
HD1466	1481	F8V	0.540	1.2 ^a	45 ⁺⁵ ₋₁₀ ^a	14.7	-	y ⁱ /-
HD3221	2729	K4V	1.226	0.9 ^g	45 ⁺⁵ ₋₁₀ ^a	104.9	0.370 ± 0.002 ^g	-/-
HD6569	5191	K1V	0.830	0.8 ^a	149 ⁺³¹ ₋₄₉ ^a	4.6	7.13 ± 0.05 ^g	-/-
HD7661	5938	K0V	0.770	0.98 ^j	300 ⁺⁵⁰ ₋₅₀ ^f	4.4	7.46 ^k	n ^l /-
HD10008	7576	K0V	0.803	0.8 ^a	250 ⁺⁵⁰ ₋₅₀ ^a	3.5	7.15 ± 0.10 ^m	y ⁿ /-
HD16765	12530	F71V	0.520	1.23 ^j	45 ⁺⁵ ₋₁₀ ⁻	22.2	-	-/-
HD17925	13402	K1V	0.860	0.9 ^a	150 ⁺¹⁵⁰ ₋₈₀ ^a	4.9	6.76 ^k	y ^o /y ^p
HD18599	13754	K2V	0.880	0.91 ^j	200 ⁺²⁰⁰ ₋₇₅ ⁻	4.6	-	-/-
HD19668	14684	K0V	0.780	0.9 ^a	149 ⁺³¹ ₋₄₉ ^a	5.6	5.46 ± 0.08 ^g	y ^d /y ^f
HD24916	18512	K4V	1.152	0.7 ^q	400 ⁺⁴⁰⁰ ₋₂₀₀ ⁻	3.6	-	-/-
HD25457	18859	F6V	0.500	1.2 ^a	149 ⁺³¹ ₋₄₉ ^a	13.2	3.13 ^k	y ^r /-
HD26923	19859	G0IV	0.560	1.07 ^q	500 ⁺⁵⁰ ₋₁₀₀ ⁻	3.8	-	n ^s /-
HD29391	21547	F0IV	0.277	1.75 ^{+0.05} _{-0.05} ^t	37 ⁺⁹ ₋₉ ^{ao}	48.6	-	y ^u /-
HD30447	22226	F3V	0.390	1.4 ^a	42 ⁺⁸ ₋₇ ^a	58.9	-	y ^v /y ^w
HD35650	25283	K6V	1.311	0.7 ^g	149 ⁺³¹ ₋₄₉ ⁻	4.4	9.34 ± 0.08 ^g	y ^r /y ^x
HD37572	26373	K0V	1.094	0.93 ^e	149 ⁺³¹ ₋₄₉ ^a	7.4	4.52 ± 0.02 ^g	y ^r /-
HD39060	27321	A6V	0.170	1.64 ^e	30 ^e	130.0	-	y ^y /y ^z
HD41593	28954	K0V	0.825	1.01 ^q	329 ⁺⁹³ ₋₉₃ ⁿ	4.3	-	y ^s /-
HD43989	30030	G0V	0.570	1.1 ^a	45 ⁺⁵ ₋₁₀ ^a	30.0	1.15 ^k	y ^d /-
HD44627	30034	K1V	0.805	0.9 ^g	30 ⁺¹⁵ ₋₁₅ ^f	9.1	3.85 ± 0.01 ^g	-/n ^f
HD45081	29964	K4V	1.251	0.8 ^g	24 ⁺⁵ ₋₅ ⁻	11.6	2.67 ± 0.01 ^g	n ^s f/-
HD45270	30314	G1V	0.602	1.11 ^e	149 ⁺³¹ ₋₄₉ ^a	13.0	-	y ^d /-
HD59967	36515	G3V	0.639	1.09 ⁿ	353 ⁺⁵⁸ ₋₅₈ ⁿ	4.2	-	y ⁿ /-
HD61005	36948	G8V	0.740	1.0 ^a	50 ⁺²⁰ ₋₁₀ ^a	6.8	5.04 ± 0.03 ^{aa}	y ^c /y ^{ab}
HD63608	37923	K0V	0.830	1.0 ^a	250 ⁺⁵⁰ ₋₅₀ ^a	3.7	-	-/-
HD77825	44526	K2V	0.992	0.8 ^a	350 ⁺¹⁵⁰ ₋₁₅₀ ^a	4.6	8.64 ^{ac}	-/-
HD82558	46816	K1V	0.870	0.8 ^{ad}	84 ⁺⁶⁴ ₋₅₉ ^{ae}	19.3	1.70 ^k	-/-
HD89449 [†]	50564	F6IV	0.440	1.44 ^{af}	3100 ^{ag}	12.0	-	-/-
HD90905	51386	F5V	0.569	1.16 ^e	170 ⁺¹⁸⁰ ₋₇₀ ^a	7.1	2.60 ^k	y ^d /y ^{ah}
HD92945	52462	K1V	0.877	0.9 ^a	170 ⁺¹³⁰ ₋₇₀ ^a	4.9	-	n ^{ai} /y ^{aj}

^a Vigan et al. (2017) ^b Meyer et al. (2004) ^c Donaldson et al. (2012) ^d Carpenter et al. (2009) ^e Lagrange et al. (2013)
^f Weise et al. (2010) ^g Messina et al. (2010) ^h Rebull et al. (2008) ⁱ Mamajek et al. (2004) ^j This work (see Appendix B)
^k Wright et al. (2011) ^l Lawler et al. (2009) ^m Folsom et al. (2018) ⁿ Plavchan et al. (2009) ^o Hillenbrand et al. (2008)
^p Eiroa et al. (2013) ^q Ammler-von Eiff & Guenther (2009) ^r Zuckerman et al. (2011) ^s McDonald et al. (2012) ^t Simon & Schaefer (2011) ^u Patel et al. (2014) ^v Chen et al. (2014) ^w Soummer et al. (2014) ^x Choquet et al. (2016) ^y Aumann (1985) ^z Smith & Terrile (1984) ^{aa} Folsom et al. (2018) ^{ab} Hines et al. (2007) ^{ac} Kiraga (2012) ^{ad} Kovári et al. (2004)
^{ae} Brandt et al. (2014) ^{af} Borgniet et al. (2019) ^{ag} Gáspár et al. (2016a) ^{ah} Morales et al. (2016) ^{ai} Chen et al. (2005)
^{aj} Golimowski et al. (2011)

Table A.3: Continued.

Name HD/BD/CD	HIP	ST	$B - V$	Mass (M_{\odot})	Age (Myr)	$v \sin i$ (km.s^{-1})	Rotation period (days)	IR/D
HD95086	53524	A8III	0.240	1.6^{ak}	$17^{+4}_{-4}al$	20.7	-	y^{am}/y^{an}
HD95650	53985	M2V	1.477	0.59^{ao}	400^{+150}_{-200}	3.7	14.80^{ap}	-/-
HD99211	55705	A7V	0.210	1.83^{ag}	570^h	86.4	-	$y^{aq}/-$
HD102458	57524	G4V	0.630	1.70^{ar}	16^{+4}_{-4}	19.2	-	$y^h/-$
HD103743	58241	G4V	0.670	1.05^j	200^{+100}_{-50}	7.0	-	-/-
HD105690	59315	G5V	0.661	1.02^e	$8^{+15}_{-8}f$	7.0	-	-/-
HD106906 [†]	59960	F5V	0.400	1.5^{as}	$13^{+2}_{-2}as$	34.0	-	y^{at}/y^{au}
HD108767	60965	K0V	-0.050	$2.74^{+0.07}_{-0.06}av$	260-	3.8	-	-/-
HD116434 [†]	65426	A2V	0.100	$1.96^{+0.04}_{-0.04}aw$	$14^{+4}_{-4}aw$	300.0	-	$n^{aw}/-$
HD118100	66252	K5V	1.180	0.7^a	$150^{+50}_{-50}a$	7.8	3.96^k	-/-
HD131399 [†]	72940	A1V	0.110	$2.08^{+0.12}_{-0.11}ax$	$21^{+4}_{-3}ax$	19.3	-	-/-
HD141943	-	G2V	0.505	1.09^e	$30^{+15}_{-15}f$	24.4	2.2^{ap}	-/-
HD146464	79958	K3V	1.033	0.80^j	130^{+170}_{-50}	11.9	2.329^{ay}	y^{az}/y^{aw}
HD146624	79881	A0V	0.022	1.9^e	12^e	27.8	-	$-/n^e$
HD152555	82688	F8V	0.600	1.13^j	$130^{+18}_{-19}ae$	12.2	2.77^k	$n^r/-$
HD159492	86305	A5IV	0.189	1.70^j	600^{+220}_{-220}	36.4	-	$-/y^{ba}$
HD164249	88399	F6V	0.431	1.3^a	$24^{+5}_{-5}a$	13.6	-	$y^v/-$
HD169178	-	K0V	0.850	0.94^j	131^{+131}_{-65}	5.1	-	-/-
HD171488	91043	G2V	0.551	1.1^a	$45^{+35}_{-25}a$	26.5	1.3371 ± 0.0002^{bb}	$y^s/-$
HD172555	92024	A7V	0.200	1.61^e	12^{bc}	78.3	-	y^e/y^{bd}
HD174429	92680	G9IV	0.878	1.2^a	$24^{+5}_{-5}a$	54.1	0.944 ± 0.001^{bc}	$y^v/-$
HD177171 [†]	93815	F6V	0.526	1.25^{ar}	30^e	300.0	4.737^{ay}	-/-
HD181321 [†]	95149	G2V	0.630	1.01^{be}	320^{+180}_{-120}	9.1	5.7^{bf}	-/-
HD181327	95270	F6V	0.460	1.36^e	$24^{+5}_{-5}a$	13.4	-	y^{aq}/y^{bg}
HD183414	96334	G3V	0.647	1.04^e	$150^{+70}_{-80}a$	7.5	3.924^{ay}	-/-
HD186704	97255	G0V	0.583	1.10^{bh}	100^{bi}	10.3	3.511^{ap}	$y^s/-$
HD188228	98495	A0V	-0.013	2.03^e	40^e	65.3	-	n^s/y^{bj}
HD189245	98470	F7V	0.490	1.2^a	$150^{+150}_{-50}a$	53.3	1.88 ± 0.01^{bk}	-/-
HD191089	99273	F5V	0.440	1.3^a	$24^{+5}_{-5}f$	26.4	0.488 ± 0.005^{bk}	y^{aq}/y^{bl}
HD197481	102409	M1V	1.423	0.6^g	$21^{+7}_{-5}ae$	7.6	4.84 ± 0.02^g	y^{bm}/y^{bn}
HD197890 [†]	102626	K3V	1.053	1.0^a	$45^{+55}_{-35}a$	107.6	0.3804^{ap}	$y^s/-$
HD202917	105388	G7V	0.650	0.9^a	$45^{+5}_{-10}a$	10.6	3.36 ± 0.01^g	y^u/y^w
HD206860	107350	G0V	0.580	1.1^a	$300^{+700}_{-100}a$	7.5	4.86^k	$y^{bo}y^{bp}/-$
HD206893	107412	F5V	0.440	1.24^{bq}	$250^{+450}_{-200}br$	23.2	-	y^{at}/y^{bq}
HD207575	107947	F6V	0.490	1.24^e	$45^{+5}_{-15}a$	22.7	-	$y^r/-$
HD213845	111449	F7V	0.440	1.4^a	$250^{+750}_{-50}a$	24.2	-	$y^{bs}/-$

^{ak} Rameau et al. (2013) ^{al} Meshkat et al. (2013) ^{am} Rhee et al. (2007) ^{an} Moór et al. (2013) ^{ao} Montet et al. (2014)
^{ap} Kiraga (2012) ^{aq} Mannings & Barlow (1998) ^{ar} de la Reza & Pinzón (2004) ^{as} Pecaute et al. (2012) ^{at} Sierchio et al.
(2014) ^{au} Kalas et al. (2015) ^{av} Montesinos et al. (2009) ^{aw} Chauvin et al. (2017b) ^{ax} Nielsen et al. (2017) ^{ay} Koen
& Eyer (2002) ^{az} Cotten & Song (2016) ^{ba} Morales et al. (2016) ^{bb} Strassmeier et al. (2003) ^{bc} Messina et al. (2017)
^{bd} Smith et al. (2012) ^{be} Fuhrmann et al. (2017) ^{bf} Olmedo et al. (2013) ^{bg} Schneider et al. (2006) ^{bh} Bonavita et al.
(2016) ^{bi} Zuckerman et al. (2013) ^{bj} Booth et al. (2013) ^{bk} Desidera et al. (2015) ^{bl} Churcher et al. (2011) ^{bm} Rameau
et al. (2013) ^{bn} Kalas et al. (2004) ^{bo} Beichman et al. (2006b) ^{bp} Moro-Martín et al. (2015) ^{bq} Milli et al. (2017) ^{br} Delorme
et al. (2017) ^{bs} Beichman et al. (2006a)

Table A.3: Continued.

Name HD/BD/CD	HIP	ST	$B - V$	Mass (M_{\odot})	Age (Myr)	$v \sin i$ (km.s^{-1})	Rotation period (days)	IR/D
HD215641	112491	G8V	0.760	1.00 ^j	440 ⁺⁴⁰ ₋₄₀ ^{ae}	3.9	-	-/-
HD216956	113368	A3V	0.090	1.92 ^{+0.02} _{-0.02} ^{bt}	440 ⁺⁴⁰ ₋₄₀ ^{bt}	90.0	-	y ^{bu} /y ^{bv}
HD217343	113579	G5V	0.640	1.05 ^a	70 ^e	9.1	-	-/-
HD217987	114046	M2V	1.480	0.47 ^{ao}	100 – 10000 ^{bw}	2.3	-	-/-
HD218396	114189	A5V	0.257	1.46 ^a	30 ^e	26.6	-	y ^{bz} /y ^{by}
HD218860	114530	G8V	0.738	1.0 ^g	149 ⁺³¹ ₋₄₉	5.5	5.17 ± 0.02 ^g	y ^r /-
HD221575	116258	K2V	0.930	0.90 ^j	250 ⁺¹⁵⁰ ₋₁₀₀	4.1	-	-/-
HD223340	-	K1V	0.820	0.91 ^j	149 ⁺³¹ ₋₄₉	4.6	-	-/-
HD224228	118008	K2V	0.985	0.86 ^e	149 ⁺³¹ ₋₄₉ ^a	3.6	-	y ^r /-
-	6276	G9V	0.800	0.9 ^a	149 ⁺³¹ ₋₄₉ ^a	4.4	6.40 ^k	y ^{at} /-
-	116384	K7V	1.347	0.729 ^{bz}	289 ⁺⁹⁷¹ ₋₂₆₀ ^{ae}	4.0	-	-/-
-	17157	K7V	1.300	0.74 ^j	100 ⁺⁵⁰ ₋₃₀	3.7	-	-/-
-	23309	M0V	1.383	0.55 ^{ar}	10 ⁺³ ₋₃ ^f	5.5	8.60 ± 0.07 ^g	n ^h /-
-	31878	K7V	1.297	0.643 ^{ca}	149 ⁺³¹ ₋₄₉	4.0	9.06 ± 0.08 ^g	-/-
-	36985	M2V	1.476	0.621 ^{cb}	260 ⁺⁴²⁰ ₋₂₆₀ ^{cc}	3.6	12.16 ^{ap}	-/-
-	44722	K7V	1.450	0.638 ^{ca}	600 ⁺²⁰⁰ ₋₅₀₀	3.5	-	-/-
-	46634	G5V	1.180	0.93 ^j	300 ⁺³⁰⁰ ₋₁₅₀	4.6	3.05 ± 0.03 ^g	-/-
-	51317	M2V	1.501	0.44 ^j	130 ⁺⁴⁰ ₋₂₀ ^{ae}	1.7	-	-/-
BD+20 2465 [†]	-	M5V	1.300	0.42 ^{+0.01} _{-0.01} ^{cd}	50 ⁺¹⁵⁰ ₋₃₀	2.8	2.60 ^k	-/-
CD-46 1064	-	K3V	1.048	0.8 ^a	45 ⁺⁵ ₋₁₀ ^a	8.1	3.74 ± 0.04 ^g	-/-

^{bt} Mamajek (2012) ^{bu} Backman & Gillett (1987) ^{bv} Holland et al. (1998) ^{bw} Delorme et al. (2012) ^{bz} Zuckerman & Song (2004) ^{by} Su et al. (2009) ^{bz} Newton et al. (2017) ^{ca} Lindgren & Heiter (2017) ^{cb} Passegger et al. (2018) ^{cc} Poveda et al. (2009) ^{cd} Morin et al. (2008)

Table A.4: Results for the 89 stars of the **initial sample of our HARPS YNS RV survey** before any correction. **The stars excluded from our analysis (see Grandjean et al. (2020)) are highlighted with a dagger(\dagger)**. Spectral type (ST) were taken from the CDS database at the beginning of the survey. The table provides the time baseline (TBL), the number of computed spectra N_m , the amplitude corresponding to the difference between the maximum and the minimum of the RV(A), rms and mean uncertainty $\langle U \rangle$ on the RV and BVS measurements, the RV-BVS correlation factor (slope of the best linear fit), the mean FWHM ($\langle \text{FWHM} \rangle$), the mean $\log R'_{\text{HK}}$ ($\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$) and its **standard deviation** $\sigma_{\log R'_{\text{HK}}}$. The V column presents, if identified, the source of stellar jitter : A stands for stellar activity (spots) and stands P for pulsations. The T column presents the stars with a long term trend induced by a companion. The B column presents the nature of the companion, C stands for sub-stellar companion, SB1 for stands for single-line spectroscopic binary, and SB2 stands for double-line spectroscopic binary.

Stellar characteristics		Survey results.														
Name	HIP	ST	TBL	N_m	RV			BVS			RV-BVS	$\langle \text{FWHM} \rangle$	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	V	T	B
HD/BD/CD					A	rms	$\langle U \rangle$	A	rms	$\langle U \rangle$	corr.	(km s^{-1})	($\sigma_{\log R'_{\text{HK}}}$)			
					(m s $^{-1}$)			(m s $^{-1}$)								
HD105	490	G0V	4606	36	236.8	61.1	4.2	310.7	9.8	72.9	-0.67	22.6	-4.32(0.02)	A	-	-
HD984	1134	F7V	867	21	301.9	84.6	16.4	571.8	38.2	137.4	-0.46	59.7	-4.37(0.02)	A	-	-
HD987	1113	G8V	2621	19	502.6	116.8	2.5	393.6	6.4	103.1	-1.08	13.0	-4.09(0.04)	A	-	-
HD1466	1481	F8V	4400	19	135.8	39.6	7.4	189.8	17.6	55.9	-0.66	32.3	-4.34(0.02)	A	-	-
HD3221	2729	K4V	4014	5	4793.4	1794.3	68.6	3115.1	172.5	1447.8	-0.54	203.6	-4.47(0.01)	-	-	-
HD6569	5191	K1V	8	4	24.0	11.4	1.5	17.8	3.8	7.5	-1.49	9.6	-4.229(0.003)	A	-	-
HD7661	5938	K0V	1525	29	96.0	28.1	1.2	50.5	3.3	12.5	-1.42	9.2	-4.33(0.05)	A	-	-
HD10008	7576	K0V	4021	17	20.5	6.2	1.0	17.5	2.7	5.2	0.44	7.5	-4.36(0.03)	A	-	-
HD16765	12530	F71V	926	27	173.0	47.2	11.0	402.9	27.9	93.1	-0.42	48.5	-4.48(0.02)	A	-	-
HD17925	13402	K1V	1470	40	113.6	30.5	1.1	58.7	3.1	17.4	-0.87	10.0	-4.31(0.02)	A	-	-
HD18599	13754	K2V	1055	16	115.9	38.9	1.5	54.3	3.9	17.6	-1.46	9.8	-4.31(0.02)	A	-	-
HD19668	14684	K0V	4402	20	143.1	33.2	1.8	91.9	4.7	26.0	-0.95	11.8	-4.28(0.03)	A	-	-
HD24916	18512	K4V	792	22	24.3	7.4	0.8	36.7	2.2	11.6	0.46	7.8	-4.54(0.04)	A	-	-
HD25457	18859	F6V	4089	78	187.2	49.5	3.3	345.4	7.7	60.2	-0.66	28.2	-4.36(0.04)	A	-	-
HD26923	19859	G0IV	4010	47	50.2	12.7	1.1	24.7	3.1	5.6	1.12	8.0	-4.49(0.05)	A	-	-
HD29391	21547	F0IV	3996	81	1476.1	326.2	28.4	2564.3	72.1	487.8	-	101.4	-4.36(0.01)	P	-	-
HD30447	22226	F3V	792	19	194.1	47.2	47.7	7048.7	106.6	1728.3	-	120.7	-4.45(0.02)	P	-	-
HD35650	25283	K6V	1195	13	48.3	15.3	1.2	43.6	3.0	12.3	-0.67	9.4	-4.36(0.04)	A	-	-
HD37572	26373	K0V	2826	34	347.1	75.4	1.7	223.6	4.4	52.8	-1.28	15.6	-4.17(0.02)	A	-	-
HD39060	27321	A6V	3702	5108	755.5	341.4	58.9	-	-	-	-	-	-	P	-	-
HD41593	28954	K0V	1194	15	69.5	19.8	1.1	59.4	2.9	16.7	-0.66	9.1	-4.37(0.03)	A	-	-
HD43989	30030	G0V	4433	17	819.0	238.6	15.6	743.7	34.3	197.6	-0.83	64.2	-4.21(0.06)	A	-	-
HD44627	30034	K1V	4892	23	670.6	177.7	3.2	428.6	8.1	110.9	-	19.1	-4.02(0.03)	A	-	-
HD45081	29964	K4V	4020	17	852.4	252.1	5.0	911.0	13.0	246.9	-	24.8	-3.89(0.07)	A	-	-
HD45270	30314	G1V	2827	19	137.4	51.8	3.1	193.3	8.4	59.2	-0.76	27.6	-4.34(0.03)	A	-	-
HD59967	36515	G3V	1065	25	65.3	19.7	1.4	41.6	3.6	10.5	-0.99	9.0	-4.33(0.03)	A	-	-
HD61005	36948	G8V	2369	33	186.5	48.8	2.5	127.4	6.3	32.7	-1.16	14.5	-4.26(0.04)	A	-	-
HD63608	37923	K0V	1069	36	80.7	22.2	1.1	49.1	3.0	11.7	-0.63	8.0	-4.32(0.05)	A	-	-
HD77825	44526	K2V	283	6	47.0	18.3	1.4	46.5	3.4	14.9	-1.09	9.6	-4.31(0.03)	A	-	-
HD82558	46816	K1V	1092	24	296.0	79.7	7.1	475.6	17.5	124.1	-0.43	42.0	-3.99(0.06)	A	-	-

Table A.4: Continued.

Stellar characteristics		Survey results.															
Name	HIP	ST	TBL	N_m	RV			BVS			RV-BVS	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	$\langle \text{FWHM} \rangle$	V	T	V	
HD/BD/CD		(day)			A	rms	$\langle U \rangle$	A	rms	$\langle U \rangle$	corr.	(km s^{-1})					
					(m s $^{-1}$)			(m s $^{-1}$)									
HD89449†	50564	F6IV	1227	28	129.9	41.4	4.3	351.6	9.1	113.6	-0.26	25.3	A	-	-	-	-
HD90905	51386	F5V	2551	24	125.6	40.8	1.9	187.7	5.0	49.0	-0.74	15.0	A	-	-	-	-
HD92945	52462	K1V	4533	38	182.3	40.5	1.5	86.2	3.9	23.8	-1.37	10.3	A	-	-	-	-
HD95086	53524	A8III	1532	103	1279.0	268.8	14.8	2594.0	36.3	511.1	-	45.4	P	-	-	-	-
HD95650	53985	M2V	4046	12	23.8	7.6	3.1	46.1	7.3	13.6	-	8.0	-	-	-	-	-
HD99211	55705	A7V	3068	112	818.0	149.4	86.8	49704.0	214.7	5222.3	-	183.4	P	-	-	-	-
HD102458	57524	G4V	2964	26	988.5	307.7	10.0	1358.4	23.8	431.7	-0.79	43.6	A	-	-	-	-
HD103743	58241	G4V	1065	30	102.2	32.1	2.6	141.6	6.6	35.1	-0.79	14.9	A	-	-	-	-
HD105690	59315	G5V	2975	133	269.4	61.3	2.3	193.7	5.4	44.0	-0.91	15.1	A	-	-	-	-
HD106906†	59960	F5V	1230	46	5290.4	1285.7	32.9	9949.8	83.3	2272.4	-	74.0	A	-	-	-	SB1
HD108767	60965	K0V	1201	18	47.9	12.4	0.7	25.3	2.0	7.7	0.21	8.2	A	-	-	-	-
HD116434†	65426	A2V	439	58	6273.2	1223.2	1235.6	-	-	-	-	-	P	-	-	-	-
HD118100	66252	K5V	720	10	534.7	155.6	6.4	139.5	15.6	43.0	-3.48	16.5	A	-	-	-	-
HD131399†	72940	A1V	189	87	19478.2	6381.7	16.4	1287.6	39.3	237.0	-	43.1	-	-	-	-	SB1
HD141943	-	G2V	2648	58	861.4	222.8	10.3	1169.7	25.3	269.6	-0.66	53.0	A	-	-	-	-
HD146464	79958	K3V	51	5	872.1	352.1	5.0	546.2	12.3	220.6	-1.55	25.8	A	-	-	-	-
HD146624	79881	A0V	4762	335	232.7	39.8	29.2	70472.6	72.9	6163.4	-	65.1	P	-	-	-	-
HD152555	82688	F8V	1135	22	225.0	64.8	6.1	283.2	15.9	69.9	-0.74	26.3	A	-	-	-	-
HD159492	86305	A5IV	4751	90	612.4	124.9	20.8	2413.2	52.1	359.7	-	79.4	A	-	-	-	-
HD164249	88399	F6V	1113	25	56.9	14.6	6.9	134.2	17.0	36.7	-0.24	29.8	A	-	-	-	-
HD169178	-	K0V	1123	19	354.7	135.7	1.8	85.6	4.7	25.0	-	10.7	A	-	-	-	-
HD171488	91043	G2V	1111	18	2190.4	717.7	13.1	2249.5	33.2	680.4	-1.0	58.2	A	-	-	-	-
HD172555	92024	A7V	2975	262	1883.8	329.6	70.6	94415.3	185.8	6148.5	-	172.4	P	-	-	-	-
HD174429	92680	G9IV	4572	42	3362.3	970.2	26.0	1167.7	60.0	320.7	-1.77	109.9	A	-	-	-	-
HD177171†	93815	F6V	144	21	21233.2	5931.1	53.4	-	-	-	-	-	-	-	-	-	SB1
HD181321†	95149	G2V	3757	28	2610.2	683.2	3.9	244.0	9.6	59.1	-	19.5	A	-	-	-	SB1
HD181327	95270	F6V	3496	56	63.1	16.3	3.8	156.8	9.0	30.6	-0.26	28.8	A	-	-	-	-
HD183414	96334	G3V	3097	68	247.9	63.6	2.4	214.0	6.2	58.3	-1.01	16.0	A	-	-	-	-
HD186704	97255	G0V	451	4	345.8	168.8	4.7	77.1	11.9	29.3	-	22.3	-	-	-	-	SB1
HD188228	98495	A0V	4315	194	1398.7	319.2	150.2	211414.9	368.1	18294.0	-	148.0	P	-	-	-	-
HD189245	98470	F7V	4285	46	646.2	119.4	21.0	5149.4	43.1	757.5	-	104.2	P	-	-	-	-
HD191089	99273	F5V	1025	26	107.1	22.8	15.7	300.0	37.3	78.4	-	57.0	P	-	-	-	-
HD197481	102409	M1V	5619	55	667.6	144.0	3.2	470.1	8.0	101.2	-1.37	16.2	A	-	-	-	-
HD197890†	102626	K3V	13	3	922.1	376.6	85.2	3975.6	217.1	1713.8	-	216.2	-	-	-	-	-
HD202917	105388	G7V	4438	20	436.1	124.6	5.0	438.1	12.4	134.8	-0.84	23.0	A	-	-	-	-
HD206860	107350	G0V	1332	22	122.1	35.8	2.8	180.9	6.7	51.4	-	16.1	A	-	-	-	-

Table A.4: Continued.

Stellar characteristics		Survey results.										V	T	V		
Name	HIP	ST	TBL	N_m	RV		BVS		RV-BVS	<FWHM>	< $\log R'_{\text{HK}} \sigma_{\log R'_{\text{HK}}}$ >					
HD/BD/CD		(day)			A	rms	<U>	A	rms	<U>	corr.	(km s^{-1})				
					(m s^{-1})			(m s^{-1})								
HD206893	107412	F5V	941	78	297.4	87.7	10.0	357.5	27.6	85.4	-	50.7	-4.63(0.02)	P	T	C ^a
HD207575	107947	F6V	2391	39	227.6	49.3	9.5	389.5	19.9	97.6	-	49.1	-4.33(0.02)	P	-	-
HD213845	111449	F7V	4436	79	220.4	44.2	9.6	454.3	25.8	82.6	-	52.3	-4.7(0.02)	P	-	-
HD215641	112491	G8V	1639	78	101.5	20.5	1.2	84.4	3.4	12.2	0.22	8.3	-4.46(0.03)	A	-	-
HD216956	113368	A3V	4929	834	382.4	44.3	27.0	-	-	-	-	-	-3.965	P	-	-
HD217343	113579	G5V	2727	26	276.6	96.9	2.7	298.7	6.6	85.6	-1.08	19.3	-4.22(0.03)	A	-	-
HD217987	114046	M2V	5109	130	63.8	18.5	0.9	39.5	2.3	8.2	0.95	5.8	-4.9(0.06)	A	-	-
HD218396	114189	A5V	2727	124	3616.3	924.5	38.5	7376.0	95.5	2191.3	-	62.3	-4.3(0.02)	P	-	-
HD218860	114530	G8V	1137	18	137.1	36.2	2.1	82.8	5.4	18.6	-1.3	11.7	-4.24(0.03)	A	-	-
HD221575	116258	K2V	869	16	45.7	12.2	1.4	33.4	3.7	12.0	-0.54	8.8	-4.44(0.02)	A	-	-
HD223340	-	K1V	868	10	54.4	17.3	1.7	42.2	4.4	10.7	-1.34	9.8	-4.34(0.03)	A	-	-
HD224228	118008	K2V	2815	31	35.4	8.8	1.0	31.5	2.8	7.5	0.32	7.8	-4.36(0.03)	A	-	-
-	6276	G9V	1201	20	95.6	27.3	1.6	91.0	4.2	27.6	-0.65	9.4	-4.32(0.03)	A	-	-
-	116384	K7V	733	8	104.3	41.2	1.7	60.2	4.5	19.2	-1.18	8.6	-4.46(0.18)	A	-	-
-	17157	K7V	1457	6	67.5	22.3	1.4	37.1	3.6	14.9	-	8.1	-4.58(0.03)	A	-	-
-	23309	M0V	4030	16	245.4	64.1	2.3	116.1	5.9	33.0	-1.83	11.7	-3.82(0.03)	A	-	-
-	31878	K7V	435	11	84.3	31.6	1.6	48.3	4.1	16.1	-1.86	8.5	-4.28(0.02)	A	-	-
-	36985	M2V	789	20	670.1	247.4	2.1	58.8	5.4	14.7	-	8.1	-4.32(0.03)	A	-	-
-	44722	K7V	90	4	8.0	3.4	1.5	10.7	3.8	4.0	-0.49	7.6	-4.55(0.04)	A	-	-
-	46634	G5V	281	3	38.2	16.1	1.4	32.6	3.5	13.9	-1.0	9.8	-4.32(0.02)	A	-	-
-	51317	M2V	4541	139	17.7	3.6	1.2	24.5	3.2	3.5	-0.38	4.8	-5.03(0.06)	A	-	-
BD+20 2465 [†]	-	M5V	3983	40	63.5	16.1	1.2	33.6	3.1	6.5	-0.61	6.7	-4.03(0.05)	A	-	-
CD-46 1064	-	K3V	1185	12	477.8	134.9	8.7	211.2	21.6	68.7	-1.53	17.4	-4.2(0.03)	A	-	-

^a Grandjean et al. (2019)

Appendix B: Age and mass estimation

3 Le relevé HARPS Sco-Cen

Le troisième relevé que j’ai étudié en vitesses radiales est le relevé HARPS Sco-Cen, effectué entre 2018 et 2020. J’ai conduit l’étude depuis les observations jusqu’à l’analyse statistique.

3.1 Présentation du relevé

3.1.1 Motivations

Il a été décidé de faire un relevé en vitesses radiales à la recherche de planètes géantes jeunes, focalisé sur une seule association jeune. Focaliser un relevé sur une seule association d’étoile présente un atout majeur, car il permet d’avoir un échantillon homogène en âge. En effet, les étoiles d’une même association se sont formées ensemble et ont le même âge. L’âge d’une étoile étant difficile à déterminer, composer un relevé composé d’étoiles dont l’âge est déterminé comporte un grand intérêt.

Les étoiles des trois associations, Upper Scorpius (US), Upper Centaurus-Lupus (UCL), and Lower Centaurus-Crux (LCC), composant Sco-Cen (de Zeeuw et al. 1999) ont été choisies pour former ce relevé. Le choix de ces associations a été motivé par de nombreuses raisons : 1/ leur âge, 7–13, 14–18 and 12–18 Ma respectivement (Pecaut & Mamajek 2016), qui permet d’étudier en théorie une étape particulière de la formation planétaire, où les planètes géantes ont fini leur formation, tandis que les planètes telluriques sont à leur stade final de formation. 2/ ces associations comportent un grand nombre de planètes imagées : HD106906 b (Bailey et al. 2014), HD95086 b (Rameau et al. 2013b), UScoCTIO 108 b (Béjar et al. 2009), GSC06214-00210 b (Ireland et al. 2011), 1RXS J160929.1-210524 b (Lafrenière et al. 2008) et HD 116434 b (Chauvin et al. 2017b)^a, ainsi que de nombreuses naines brunes imagées (Hinkley et al. 2015). Ces systèmes n’ont cependant pas été spécifiquement sélectionnés dans le relevé, afin de ne pas biaiser l’échantillon pour l’étude statistique. 3/ Beaucoup des étoiles de l’association Sco-Cen ont un excès dans l’infrarouge et un nombre conséquent d’entre elles ont un disque résolu (Pecaut & Mamajek 2016; Bonnefoy et al. 2017; Matthews et al. 2017; Keppler et al. 2018; Bohn et al. 2019). 4/ l’association Sco-Cen contient de nombreuses étoiles massives (type précoce). Or ces dernières sont connues pour abriter plus de planètes géantes à courtes périodes que leurs homologues moins massives (Bowler et al. 2009; Johnson et al. 2010; Jones et al. 2016). Observer ces étoiles permet donc de maximiser les chances de découvrir de nouvelles planètes géantes en vitesses radiales. 5/ leur relative proximité (US : 145 pc, UCL : 140 pc, LCC : 140 pc, de Zeeuw et al. (1999)) permet l’étude des planètes géantes en imagerie directe jusqu’à 15–20 au, avec l’instrumentation actuelle. Or, les séparations qui ne peuvent être sondées ni par les vitesses radiales ni par l’imagerie directe peuvent être étudiées par l’astrométrie absolue. C’est donc dans l’optique d’étudier à terme ces étoiles pour toutes les séparations, qu’une grande partie des étoiles sélectionnées pour ce relevé HARPS font aussi partie du relevé SHINE GTO SPHERE.

^a. Et plus récemment PDS 70 b et c (Keppler et al. 2018; Haffert et al. 2019), ainsi que TYC 8998-760-1 b et c (Bohn et al. 2020a,b)

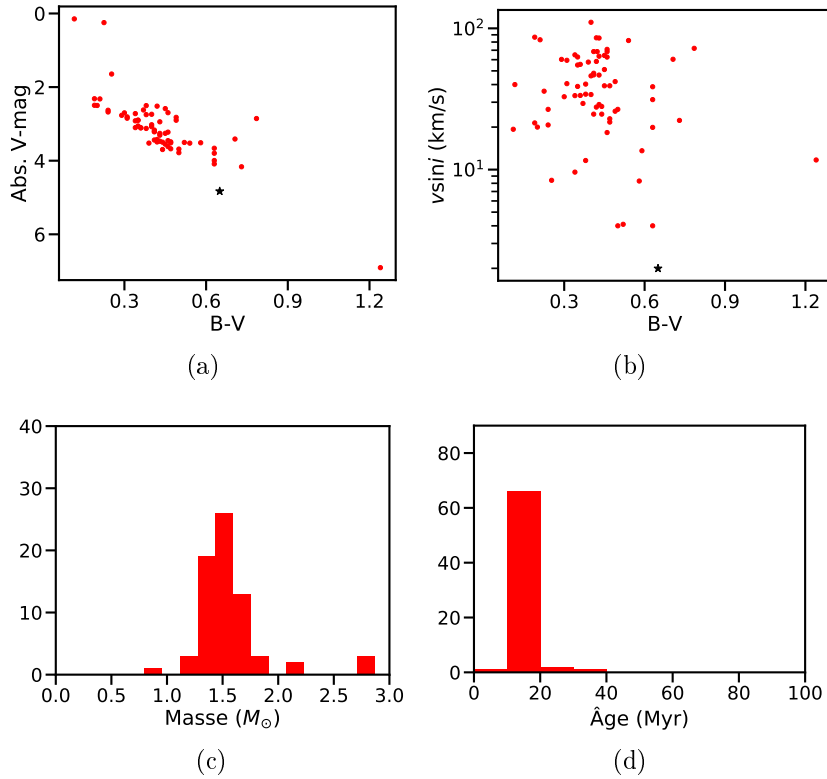


FIGURE 2.1 – Caractéristiques de l’échantillon Sco-Cen. (a) Magnitude absolue dans la bande V en fonction du $B - V$. Chaque point rouge correspond à une étoile. Le soleil est représenté par une étoile noire en comparaison. (b) $V \sin i$ en fonction du $B - V$. (c) Histogramme des masses en M_\odot . (d) Histogramme des âges en Ma.

3.1.2 Composition du relevé

L’échantillon du relevé Sco-Cen comporte 108 étoiles. Ces dernières ont été sélectionnées à partir de leur proximité ($d < 150$ pc), afin d’assurer un couplage avec le relevé en imagerie directe SPHERE SHINE GTO. L’étoile PDS 70 a ensuite été ajoutée à cet échantillon lors de la découverte par imagerie directe d’une planète dans son disque de transition en 2017 (Keppler et al. 2018). Les caractéristiques de cette étoile sont différentes de celles des autres étoiles de l’échantillon, que ce soit en terme de $B - V$ (1.24) et de masse ($0.81 M_\odot$). Par contre, ses caractéristiques sont similaires à celles d’une partie des étoiles des relevés HARPS et SOPHIE YNS. Son inclusion ne devrait donc pas induire de biais dans l’échantillon combiné des trois relevés HARPS YNS, SOPHIE YNS et HARPS Sco-Cen.

Nous avons ensuite exclu de cet échantillon les étoiles identifiées comme binaires avec une séparation inférieure à 2 arcsec, dans le but d’éviter la contamination des spectres HARPS par la seconde composante du système. Ce qui réduit l’échantillon à 94 cibles.

Ce relevé comporte 4 étoiles en commun avec le relevé HARPS YNS : HD 95086, HD 102458, HD 106906 et HD 131399. Ces étoiles bénéficiaient donc d’une base de temps et d’un nombre de spectres déjà élevés au début du relevé HARPS Sco-Cen.

19 étoiles ont révélé un $V \sin i$ trop élevé pour générer des bissecteurs avec SAFIR

($V \sin i > 150 \text{ km s}^{-1}$)^b et donc pour être étudiées avec notre approche. Ce nombre élevé d'étoiles ayant une forte vitesse de rotation n'est pas une surprise, car les étoiles massives et jeunes sont connues pour avoir un $V \sin i$ plus élevé que leurs homologues moins massives et plus âgées (Stauffer et al. 2016; Rebull et al. 2016; Gallet & Bouvier 2015).

Enfin, 5 étoiles n'ont pas pu être observées avec HARPS (plus de précisions dans la sous-section suivante).

Les types spectraux des 70 étoiles dont les vitesses radiales sont exploitables vont de A0V à M1e (*cf* Table 2.1). L'échantillon est principalement composé d'étoiles de type précoce : il comporte 59 étoiles de type spectral entre A0 et F5V ($B - V \in [-0.05 : 0.52]$) et 11 de types F6 à K5 ($B - V \in [-0.05 : 0.52]$). Le $V \sin i$ médian de l'échantillon est plus élevé que celui des relevés que j'ai précédemment présentés, dû au type spectral précoce de la majorité des étoiles composant le relevé, ainsi qu'à leur âge plus faible en moyenne. Le $V \sin i$ de ces dernières est compris entre de 4 à 110.4 km s^{-1} et la médiane de l'échantillon est de 38.7 km s^{-1} . L'échantillon est composé d'étoiles de plus faibles magnitudes que celle des relevés précédents, dû à la plus grande distance de ce dernier. La magnitude relative dans la bande V des étoiles l'échantillon est comprise entre 5.1 à 12.2 et la médiane de ce dernier est de 8.6. L'échantillon comporte des étoiles plus massives que celles des précédents relevés. La distribution des masses des étoiles de l'échantillon est bien centrée autour de $1.5 M_{\odot}$, avec un minimum de 0.81 et un maximum de $2.87 M_{\odot}$. L'âge de l'ensemble de l'échantillon est compris entre 10 et 30 Ma et la médiane est de 16 Ma. L'incertitude sur les âges de ces étoiles est au maximum de 8 Ma. L'échantillon Sco-Cen est donc très compact en terme d'âge.

Les caractéristiques principales des étoiles de cet échantillon sont présentées sur la Figure 2.1 et en Table 2.1.

TABLE 2.1 – Caractéristiques des 70 étoiles du relevé Sco-Cen, pour lesquelles des spectres ont été obtenus avec HARPS. Les types spectraux (ST) ont été pris dans la base de données CDS au début du relevé et les $B - V$ sont issus de cette même base de données. Les $V \sin i$ ont été obtenus avec SAFIR, à partir de la largeur de la CCF. La colonne IR/D indique la présence (*y*) ou l'absence (*n*) d'un excès dans l'infrarouge reporté dans la littérature, ainsi que l'observation de la présence (*y*) ou de l'absence (*n*) d'un disque en imagerie directe.

Nom HD/BD/CD	HIP	ST	$B - V$	Masse (M_{\odot})	Âge (Ma)	$V \sin i$ (km s^{-1})	IR/D
HD88981	50083	A4	0.23	2.77^a	$16_{-4}^{+4}y^b$	35.9	$y^b/-$
HD95086	53524	A8III	0.24	1.6^c	$17_{-4}^{+4}d$	20.7	y^e/y^f
HD100282	56227	F0III	0.31	1.51-	$16_{-4}^{+4}-$	59.4	$y^g/-$
HD100453	56354	A9e	0.30	1.7^h	$10_{-2}^{+2}i$	32.8	y^j/y^{kl}

^b. HD 103589, HD 103599, HD 105613, HD 107821, HD 107920, HD 110058, HD 110634, HD 118878, HD 121835, HD 122259, HD 123798, HD 139883, HD 141190, HD 143567, HD 145468, HD 151721 et V* V853 Cen

TABLE 2.1 – Suite.

Nom HD/PDS	HIP	ST	$B - V$	Masse (M_{Jup})	$\hat{\text{Age}}$ (Ma)	$V \sin i$ (km s^{-1})	IR/D
HD102458	57524	G4V	0.63	1.70 ^m	16 ⁺⁴ ₋₄	19.9	y ⁿ / n ^o
HD105874	59413	A6V	0.19	1.6 ^p	15 ⁺³ ₋₃ ^q	21.4	y ^b / -
HD105994	59481	F3V	0.41	1.5 ^r	13 ^s	68.5	y ^g / -
HD106444	59716	F5V	0.78	1.4 ^s	17 ^s	72.2	y ^t / -
HD106473	59724	A6III	0.29	1.7 ^u	17 ^u	60.3	y ^b / -
HD106906	59960	F5V	0.40	1.5 ^v	13 ⁺² ₋₂ ^s	34.0	y ^w / y ^x
HD108857	61049	F7V	0.52	1.4 ^y	17 ^y	4.1	y ^g / -
HD108904	61087	F6V	0.49	1.5 ^y	17 ^y	42.0	y ^b / -
HD109832	61684	A9V	0.34	1.51 ^z	17 ^y	33.4	y ^b / -
HD110697	62171	F3V	0.42	1.5 ^s	30 ^{aa}	27.7	y ^b / -
HD111102	62428	F0III	0.25	1.7 ^r	15 ⁺³ ₋₃ ^q	8.4	y ^b / -
HD111520	65089	F5V	0.50	1.3 ^y	17 ^b	26.7	y ^y / -
HD111588	62703	F0III	0.12	2.87 ^b	16 ⁺⁴ ₋₄ ^b	40.0	y ^b / -
HD112109	63041	F0V	0.34	1.5 ^s	21 ^{aa}	64.9	y ^b / -
HD112810	63439	F3	0.39	1.41 ^{af}	10 ^{af}	57.7	y ^{ab} / y ^{ac}
HD113466	63847	F5V	0.73	1.20 ^b	15 ⁺³ ₋₃ ^q	22.3	y ^b / -
HD113524	63836	F6	0.46	1.31 ^b	15 ⁺³ ₋₃ ^q	68.4	y ^{ab} / -
HD113556	63886	F2V	0.36	1.43 ^b	15 ⁺³ ₋₃ ^q	33.5	y ^{ab} / -
HD113901	64044	F5V	0.54	1.36 ^b	15 ⁺³ ₋₃ ^q	82.0	y ^b / -
HD114082	64184	F3V	0.43	1.3 ^y	17 ^b	28.9	y ^y / -
HD114319	64322	F0	0.41	1.45 ^b	10 ^{aa}	48.1	y ^b / -
HD115361	64877	F5V	0.45	1.5 ^y	17 ^b	51.1	y ^y / -
HD115820	65089	A7	0.24	1.57 ^b	15 ⁺³ ₋₃ ^q	26.7	y ^{ab} / -
HD117214	65875	F6V	0.49	1.6 ^y	17 ^b	25.9	y ^y / -
HD118379	66447	A3IV	0.19	1.8 ^y	16 ^b	86.6	y ^y / -
HD119511	67068	F3V	0.40	1.45 ^b	15 ⁺³ ₋₃ ^q	110.4	y ^{ab} / -
HD119718	67230	F5V	0.46	1.57 ^b	15 ⁺³ ₋₃ ^q	71.0	y ^{ab} / -
HD120326	67497	F0V	0.36	2.8 ^y	16 ^b	55.6	y ^y / -
HD121176	67957	F8V	0.58	1.4 ^s	13 ^b	8.3	y ^b / -
HD121189	67970	F3V	0.38	1.45 ^b	16 ⁺² ₋₂ ^q	34.2	y ^{ab} / -
HD124469	69605	A9V	0.31	1.50 ^b	16 ⁺² ₋₂ ^q	40.6	y ^{ab} / -

TABLE 2.1 – Suite.

Nom HD/PDS	HIP	ST	$B - V$	Masse (M_{Jup})	$\hat{\text{Age}}$ (Ma)	$V \sin i$ (km s^{-1})	IR/D
HD125912	70350	F7V	0.59	1.56 ^b	16 $_{-2}^{+2}$ ^q	13.6	y ^b /-
HD126488	70689	F2V	0.38	1.6 ^s	16 $_{-2}^{+2}$ ^q	11.6	y ^b /-
HD126838	70833	F3V	0.42	1.78 ^b	17 $_{-2}^{+3}$ ^b	68.5	n ^b /-
HD129590	72070	G3V	0.63	1.35 ^{af}	16 $_{-2}^{+2}$ ^q	38.6	y ^{ab} /y ^{ac ad}
HD131399	72940	A1V	0.11	2.08 ^{ae}	21 $_{-3}^{+4}$ ^{ae}	19.3	-/-
HD133574	73913	A9/F0V	0.34	1.6 ^s	16 $_{-2}^{+2}$ ^q	9.6	y ^b /-
HD133803	73990	A9V	0.35	1.6 ^y	16 ^b	62.7	y ^y /-
HD134888	74499	F3	0.47	1.5 ^y	16 ^b	21.7	y ^y /-
HD135778	74865	F3V	0.43	1.4 ^s	17 ^b	63.5	y ^b /-
HD135953	74959	F5V	0.50	1.28 ^b	17 $_{-2}^{+3}$ ^b	4.0	y ^{ab} /-
HD137057	75491	F3V	0.37	1.9 ^y	16 ^b	29.4	y ^y /-
HD140129	77015	G3V	0.63	1.23 ^b	17 $_{-2}^{+3}$ ^b	4.0	y ^b /-
HD141011	77432	F5V	0.42	1.36 ^b	16 $_{-2}^{+2}$ ^q	58.3	y ^{ab} /-
HD142113	77813	F8V	0.71	1.5 ^s	10 $_{-3}^{+3}$ ^q	60.4	y ^b /-
HD142446	78043	F3V	0.43	1.5 ^s	16 $_{-2}^{+2}$ ^q	46.7	y ^z /-
HD143538	78555	F0V	0.35	1.46 ^b	16 $_{-2}^{+2}$ ^q	55.0	y ^{ab} /-
HD143675	78641	A5IV	0.21	1.7 ^y	16 ^b	83.0	y ^y /-
HD143811	78663	F5V	0.46	1.48 ^{af}	15 ^b	18.3	y ^{g z} /-
HD144587	78996	A9V	0.42	1.4 ^y	11 ^b	85.7	y ^y /-
HD145263	79288	F0V	0.41	1.46 ^b	10 $_{-3}^{+3}$ ^q	24.7	y ^{ab} /-
HD145467	79369	F0V	0.45	1.56 ^b	10 $_{-3}^{+3}$ ^q	39.2	y ^b /-
HD145560	79516	F5V	0.44	1.41 ^{af}	16 $_{-2}^{+2}$ ^{af}	28.0	y ^z /-
HD145718	79476	A5Ve	0.43	1.48 ^b	10 $_{-3}^{+3}$ ^q	85.4	-/-
HD145972	79710	F0V	0.35	1.6 ^y	16 ^b	38.8	y ^y /-
HD146181	79742	F6V	0.47	1.30 ^b	17 $_{-2}^{+3}$ ^b	22.9	y ^{ab} /y ^{ac}
HD146610	79908	F9IV	0.63	1.22 ^b	16 $_{-2}^{+2}$ ^q	31.3	y ^{ag} /-
HD146897	79977	F2	0.47	2.1 ^y	11 ^b	39.2	y ^y /-
HD147220	80130	A9V	0.45	1.57 ^b	10 $_{-3}^{+3}$ ^q	64.3	n ⁿ /-
HD148055	80591	A5V	0.20	1.61 ^b	16 $_{-2}^{+2}$ ^q	20.0	y ^{ab} /-
HD148153	80586	F5V	0.40	1.46 ^b	16 $_{-2}^{+2}$ ^q	46.1	n ⁿ /-
HD149790	81455	F3V	0.46	1.4 ^s	17 ^b	62.6	y ^b /-

TABLE 2.1 – Suite.

Nom HD/PDS	HIP	ST	$B - V$	Masse (M_{Jup})	Âge (Ma)	$V \sin i$ (km s^{-1})	IR/D
HD150589	81851	F3V	0.38	1.53 ^b	11 $_{-7}^{+1}$ ^b	40.3	y ^b /-
HD151376	82218	F2/3V	0.44	1.36 ^b	16 $_{-2}^{+2}$ ^q	24.7	y ^{ab} /-
HD153232	83159	F5V	0.41	1.35 ^b	16 $_{-2}^{+2}$ ^q	46.8	y ^b /-
PDS70	-	K5	1.24	0.81 ^b	5 $_{-4}^{+5}$ ^b	11.7	y ^{ah} /y ^{ai aj ak}

a. Âge ou masse estimé par S. Desidera (INAF-Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell'Osservatorio 5, Padova, Italy, 35122-I), datant du 6 juin 2018.

b. McDonald et al. (2012)

c. Rameau et al. (2013b)

d. Meshkat et al. (2013)

e. Rhee et al. (2007)

f. Moór et al. (2013)

g. Chen et al. (2011)

h. Dominik et al. (2003)

i. Collins et al. (2009)

j. Vioque et al. (2018)

k. Mariñas et al. (2011)

l. Benisty et al. (2017)

m. de la Reza & Pinzón (2004)

n. Rebull et al. (2008)

o. Lagrange et al. (2013)

p. Kouwenhoven et al. (2005)

q. Pecaute & Mamajek (2016)

r. Chen et al. (2014)

s. Pecaute et al. (2012)

t. Chen et al. (2005)

u. Chen et al. (2012)

v. Bailey et al. (2014)

w. Sierchio et al. (2014)

x. Kalas et al. (2004)

y. Mittal et al. (2015)

z. Gáspár et al. (2016a)

aa. Dotter et al. (2008)

ab. Cotten & Song (2016)

ac. Lieman-Sifry et al. (2016)

ad. Matthews et al. (2017)

ae. Nielsen et al. (2017)

af. Gáspár et al. (2016b)

ag. Cruz-Saenz de Miera et al. (2014)

ah. Metchev et al. (2004)

ai. Riaud et al. (2006)

aj. Hashimoto et al. (2012)

ak. Keppler et al. (2018)

3.1.3 Observations

J'ai mené le relevé HARPS Sco-Cen entre mars 2018 et mars 2020. J'ai effectué la majorité des observations avec l'instrument HARPS pour ce relevé et j'ai suivi à distance le reste des observations qui ont été menées par mes collègues. Tout au long du relevé, j'ai évalué les priorités des 89 cibles qui le composent, pour cela j'ai réduit les données des observations nuit par nuit, afin d'adapter les priorités en temps réel.

Nous avons adopté la même stratégie d'observation que pour les relevés HARPS YNS et SOPHIE YNS, qui consiste à faire des visites d'au moins deux spectres, espacées de quelques jours d'intervalle, ce qui permet de caractériser l'activité (taches) des cibles (Borgniet et al. 2014). Cependant, à cause du nombre limité d'heures de télescope allouées au relevé, nous n'avons pas effectué de longues séquences d'observations sur les étoiles pulsantes pour caractériser leurs pulsations.

Afin de pouvoir effectuer la meilleure analyse statistique possible, j'ai veillé à ce que les observations soient homogènes sur l'ensemble de ce relevé, pour que la base de temps et le nombre de spectres soient similaires pour la majorité des étoiles. Seule l'étoile PDS 70 a connu un traitement particulier parce qu'une planète géante a été découverte peu avant le début des observations du relevé (Keppler et al. 2018). Un total de 52 spectres a été obtenu dans le but de coupler vitesses radiales et imagerie directe sur cette étoile, mais aussi afin d'éventuellement découvrir un compagnon interne à PDS 70 b.

En raison du temps de télescope limité du relevé, j'ai choisi de ne pas observer les étoiles communes au relevé HARPS YNS lors de ces observations, car elle bénéficiaient déjà d'un grand nombre de spectres.

De plus, 5 étoiles de l'échantillon n'ont malheureusement pas pu être observées lors de ce relevé, faute de temps, HD 143637, HD 145132, HD145357, GSC 06214-00210 et HIP 75367 (CD-40 9577). L'ascension droite élevée de ces étoiles a fait qu'elles n'étaient observables qu'une faible fraction des nuits d'observations allouées au relevé. De plus, deux d'entre elles (GSC 06214-00210 et HIP 75367) ont une magnitude élevée ($V > 10$ mag), leurs observations auraient demandé des temps de pose élevés. J'ai choisi de ne pas les observer, afin de focaliser le temps de télescope sur le reste du relevé.

La base de temps médiane des étoiles du relevé est de 665 jours (moyenne de 573 jours), avec un nombre médian de spectres par étoile de 13 (moyenne de 16) et le nombre médian de nuits d'observation par étoiles est de 7 (moyenne de 7). Ces données sont présentées en détail sur la Figure 2.2 et dans la Table 2.2.

TABLE 2.2 – Résultats pour les 70 étoiles du relevé Sco-Cen. Les types spectraux (ST) ont été pris dans la base de données CDS au début du relevé. La table présente la base de temps (TBL), ainsi que le nombre de spectres sélectionnés pour l’analyse N_m . Elle présente aussi pour les vitesses radiales et les BVS, l’amplitude totale A , correspondant à la différence entre le maximum et le minimum de ces dernières mesures, les rms et l’incertitude moyenne $\langle U \rangle$ de ces mesures. Sont présentés aussi le facteur de corrélation VR-BVS (pente du meilleur ajustement linéaire), la largeur à mi-hauteur moyenne de la CCF ($\langle \text{FWHM} \rangle$), le $\log R'_{\text{HK}}$ moyen ($\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$) et l’écart-type du $\log R'_{\text{HK}}$ ($\sigma_{\log R'_{\text{HK}}}$). La colonne V indique, lorsqu’elle a été identifiée, la source des variations en vitesses radiales d’origine stellaire : A pour l’activité magnétique (taches) et P pour les pulsations. La colonne T indique les étoiles présentant une dérive à long terme induite par un compagnon. Enfin la colonne B présente la nature du compagnon, lorsque le système en présente un, C correspond à un compagnon non-stellaire (Cc pour un candidat de compagnon), $SB1$ correspond aux binaires à un spectre et $SB2$ correspond aux binaires à deux spectres.

Caractéristiques stellaires			Résultats du relevé												
Nom HD/PDS	HIP	ST	TBL (jours)	N_m	VR (m s^{-1})		BVS (m s^{-1})		VR- BVS	$\langle \text{FWHM} \rangle$ (km s^{-1})	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$ ($\sigma_{\log R'_{\text{HK}}}$)	V	T	B	
					A	rms	$\langle U \rangle$	A	rms	$\langle U \rangle$					
HD88981	50083	A4	669	27	128.2	25.3	20.4	2478.2	50.4	412.7	-	78.2	-4.66(0.03)	P	-
HD95086	53524	A8III	1532	103	1279.0	268.8	14.8	2594.0	36.3	511.1	-	45.4	-4.47(0.03)	P	-
HD100282	56227	F0III	684	14	1578.2	551.1	47.6	3685.9	106.8	1112.6	-	123.8	-4.48(0.01)	P	-
HD100453	56354	A9e	683	20	1294.1	345.1	22.6	3203.8	53.8	751.4	-	71.9	-4.38(0.01)	P	-
HD102458	57524	G4V	2964	26	988.5	307.7	10.0	1358.4	23.8	431.7	-0.79	43.6	-3.99(0.02)	A	-
HD105874	59413	A6V	311	12	405.5	119.6	22.0	1213.1	51.1	383.4	-	47.5	-4.48(0.03)	P	-
HD105994	59481	F3V	669	16	283.6	91.4	59.2	2416.9	149.3	565.7	-	137.4	-4.49(0.01)	P	-
HD106444	59716	F5V	382	10	323.8	111.0	62.4	1619.5	151.9	451.9	-	143.2	-4.54(0.01)	P	-
HD106473	59724	A6III	668	12	933.8	283.0	53.9	1926.2	114.7	613.9	-	126.2	-4.42(0.02)	P	-
HD106906	59960	F5V	1230	46	5290.4	1285.7	32.9	9949.8	83.3	2272.4	-	74.0	-4.57(0.02)	A	SB1
HD108857	61049	F7V	365	10	31.3	7.3	1.3	6012.4	3.4	2036.1	-	5.4	-4.95(0.11)	P	SB1
HD108904	61087	F6V	666	23	184.3	43.5	28.8	800.3	70.5	177.6	-	88.5	-4.46(0.01)	P	SB1

TABLE 2.2 – Suite.

Caractéristiques stellaires		Résultats du relevé														
Nom	HIP	ST	TBL	N_m	VR		BVS		VR-	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	V	T	B			
HD/PDS			(jours)		A	rms	A	rms	BVS	$(\sigma_{\log R'_{\text{HK}}})$						
					(m s^{-1})		(m s^{-1})		corr.	(km s^{-1})						
HD109832	61684	A9V	360	9	776.6	268.5	30.7	4281.1	74.4	1375.0	-	72.2	-4.46(0.01)	P	-	-
HD110697	62171	F3V	669	16	148.8	41.6	18.6	652.4	42.4	188.6	-	60.1	-4.58(0.03)	P	-	-
HD111102	62428	F0III	665	8	10238.7	3703.9	4.8	1301.0	13.1	559.3	-	16.5	-4.222(0.006)	A	-	SB1
HD111520	65089	F5V	699	15	130.7	34.3	17.1	300.0	40.7	93.3	-	57.8	-4.56(0.02)	A	-	-
HD111588	62703	F0III	0	2	251.5	125.7	76.0	244.3	190.1	122.1	-	94.3	-4.15(0.04)	-	-	-
HD112109	63041	F0V	379	12	3754.1	1091.9	59.8	14118.3	148.7	3825.4	-	132.3	-4.41(0.02)	P	-	-
HD112810	63439	F3	671	15	143.5	43.8	48.3	2385.5	119.8	616.4	-	118.7	-4.46(0.02)	P	-	-
HD113466	63847	F5V	382	16	693.0	179.4	10.2	711.8	23.4	223.6	-0.67	48.3	-4.03(0.03)	A	-	-
HD113524	63836	F6	683	14	309.0	87.0	63.8	1647.1	140.5	508.6	-	138.3	-4.36(0.02)	P	-	-
HD113556	63886	F2V	665	16	114.8	30.9	23.6	552.1	54.1	142.8	-	73.1	-4.49(0.02)	P	-	-
HD113901	64044	F5V	368	12	2907.2	1032.3	72.5	10704.0	163.4	2496.6	-	148.5	-4.21(0.02)	P	-	-
HD114082	64184	F3V	665	18	155.2	47.7	20.3	694.4	44.6	189.2	-	61.4	-4.65(0.02)	P	-	-
HD114319	64322	F0	682	22	1083.7	390.8	36.4	967.9	83.8	202.1	-	101.0	-4.56(0.01)	P	-	SB1
HD115361	64877	F5V	662	18	214.1	55.4	40.3	943.3	91.0	210.7	-	104.3	-4.55(0.02)	P	-	-
HD115820	65089	A7	362	10	993.4	297.5	57.2	300.0	40.7	93.3	-0.25	135.5	-4.301(0.009)	P	-	-
HD117214	65875	F6V	681	16	96.1	26.0	14.9	391.0	36.0	97.7	-	56.4	-4.74(0.02)	P	-	-
HD118379	66447	A3IV	362	10	2296.6	699.8	120.8	85918.6	303.9	21048.7	-	189.4	-4.109(0.008)	P	-	-
HD119511	67068	F3V	663	10	310.5	107.5	98.0	38226.2	262.9	8285.5	-	197.6	-4.423(0.007)	P	-	-
HD119718	67230	F5V	682	12	339.2	101.7	63.2	2949.3	151.8	671.5	-	145.1	-4.52(0.02)	P	-	-
HD120326	67497	F0V	701	15	561.8	123.1	46.1	2219.8	102.7	621.8	-	110.4	-4.45(0.02)	P	-	-
HD121176	67957	F8V	1	3	7007.5	3292.4	4.6	207.0	10.7	90.0	-	17.6	-4.434(0.005)	-	-	SB1
HD121189	67970	F3V	670	14	260.3	75.0	34.2	1063.6	70.9	253.5	-	74.1	-4.49(0.01)	P	-	-

TABLE 2.2 – Suite.

Caractéristiques stellaires		Résultats du relevé													
Nom HD/PDS	HIP	ST	TBL	N_m	VR (ms^{-1})		BVS (ms^{-1})		VR- BVS	$\langle U \rangle$	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$ ($\sigma_{\log R'_{\text{HK}}}$)	V	T	B	
			(jours)		A	rms	A	rms	corr.	$\langle U \rangle$	(km s^{-1})				
HD124469	69605	A9V	664	16	236.6	71.6	45.6	805.1	113.9	199.4	87.3	-4.41(0.01)	P	-	-
HD125912	70350	F7V	671	18	175.7	49.4	7.2	316.7	15.2	95.1	28.1	-4.29(0.02)	A	-	-
HD126488	70689	F2V	357	8	10120.3	4192.8	8.6	225.5	16.9	79.3	24.9	-4.49(0.04)	-	-	SB1
HD126838	70833	F3V	398	17	444.9	112.1	48.6	2521.7	127.3	544.9	145.7	-3.79(0.01)	P	T	SB1
HD129590	72070	G3V	377	16	546.7	218.6	9.1	934.9	29.0	307.9	73.0	-4.4(0.01)	-	-	SB2
HD131399	72940	A1V	189	87	19478.2	6381.7	16.4	1287.6	39.3	237.0	43.1	-3.85(0.01)	-	-	SB1
HD133574	73913	A9/F0V	681	20	81.6	24.6	4.8	152.6	12.1	43.8	19.1	-4.63(0.04)	-	T	Cc
HD133803	73990	A9V	361	8	2458.4	890.9	67.8	18504.1	181.3	4639.9	133.5	-4.44(0.01)	P	-	-
HD134888	74499	F3	680	14	142.0	40.1	13.2	163.7	31.5	56.5	47.2	-4.74(0.03)	A	-	-
HD135778	74865	F3V	682	14	183.8	52.6	50.4	780.3	124.7	253.2	129.0	-4.51(0.01)	P	-	-
HD135953	74959	F5V	665	13	21.0	5.5	5.1	6.4	12.7	1.9	8.6	-4.47(0.02)	-	-	-
HD137057	75491	F3V	9	6	335.6	108.4	48.4	697.8	119.8	234.4	86.2	-4.63(0.03)	-	-	SB2
HD140129	77015	G3V	667	15	8.5	2.4	1.6	12.0	4.2	2.9	8.6	-5.26(0.07)	-	-	-
HD141011	77432	F5V	398	11	229.7	78.0	48.9	1394.7	106.8	396.9	118.9	-4.46(0.01)	P	-	-
HD142113	77813	F8V	72	8	759.1	255.6	53.8	925.2	130.9	294.4	124.5	-4.31(0.01)	A	-	-
HD142446	78043	F3V	375	10	213.3	60.9	38.3	585.6	97.3	191.2	98.5	-4.55(0.01)	P	-	-
HD143538	78555	F0V	666	9	243.1	91.8	47.9	1293.5	120.8	383.2	112.0	-4.39(0.01)	A	-	-
HD143675	78641	A5IV	377	7	627.4	208.7	100.3	2231.1	264.9	726.7	175.0	-4.154(0.01)	P	-	-
HD143811	78663	F5V	1	3	4.9	2.2	3.0	1033.4	8.3	421.9	22.6	-4.596(0.008)	-	-	SB2
HD144587	78996	A9V	368	8	802.3	216.8	141.0	24861.8	345.5	8137.3	181.1	-4.241(0.008)	P	-	-
HD145263	79288	F0V	360	8	486.5	197.9	22.5	4911.2	52.9	1949.4	55.4	-4.52(0.03)	-	-	-
HD145467	79369	F0V	374	7	2055.4	823.9	47.0	2421.1	110.8	571.6	87.2	-4.56(0.03)	-	-	Cc

TABLE 2.2 – Suite.

Caractéristiques stellaires			Résultats du relevé												
Nom	HIP	ST	TBL	N_m	VR		BVS		VR-	$\langle \text{FWHM} \rangle$	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	V	T	B	
HD/PDS			(jours)		A	rms	A	rms	BVS		$(\sigma_{\log R'_{\text{HK}}})$				
					(m s^{-1})		(m s^{-1})								
HD145560	79516	F5V	682	14	166.9	52.7	18.2	399.4	47.9	112.5	-0.29	60.5	-4.47(0.02)	A	-
HD145718	79476	A5Ve	364	11	1546.0	450.9	116.8	15385.9	281.6	4427.3	-	172.2	-5.08(0.15)	P	-
HD145972	79710	F0V	368	10	1075.7	392.2	34.6	3656.0	81.4	1068.5	-0.25	85.1	-4.484(0.007)	A	-
HD146181	79742	F6V	682	16	108.0	33.4	15.8	319.9	39.6	78.8	-0.14	50.4	-4.57(0.02)	A	-
HD146610	79908	F9IV	667	13	584.5	171.0	18.2	610.0	43.0	197.0	-0.64	67.4	-4.25(0.01)	A	-
HD146897	79977	F2	671	15	182.9	57.4	33.2	570.3	80.6	150.3	-	83.7	-4.6(0.01)	P	-
HD147220	80130	A9V	670	10	1000.7	264.5	80.8	1972.9	201.8	608.7	-	134.3	-4.73(0.02)	P	-
HD148055	80591	A5V	376	8	782.3	284.8	14.9	1225.0	37.5	427.5	-0.47	43.3	-4.83(0.04)	A	-
HD148153	80586	F5V	669	11	696.6	231.7	56.0	638.6	135.1	198.3	0.68	97.4	-4.52(0.02)	A	-
HD149790	81455	F3V	367	12	143.6	41.2	51.5	1350.6	124.7	417.4	-	126.8	-4.49(0.01)	P	-
HD150589	81851	F3V	682	13	771.1	271.9	25.3	2760.2	60.3	887.1	0.26	84.6	-4.568(0.007)	A	-
HD151376	82218	F2/3V	682	14	121.4	33.6	19.0	464.4	45.7	116.3	-	53.5	-4.65(0.03)	P	-
HD153232	83159	F5V	669	11	271.0	89.6	38.4	749.8	91.9	191.4	-	97.8	-4.372(0.01)	P	-
PDS70	-	K5	702	42	4120.5	904.2	19.2	2604.3	42.8	666.2	-1.48	25.6	-2.83(0.09)	A	-

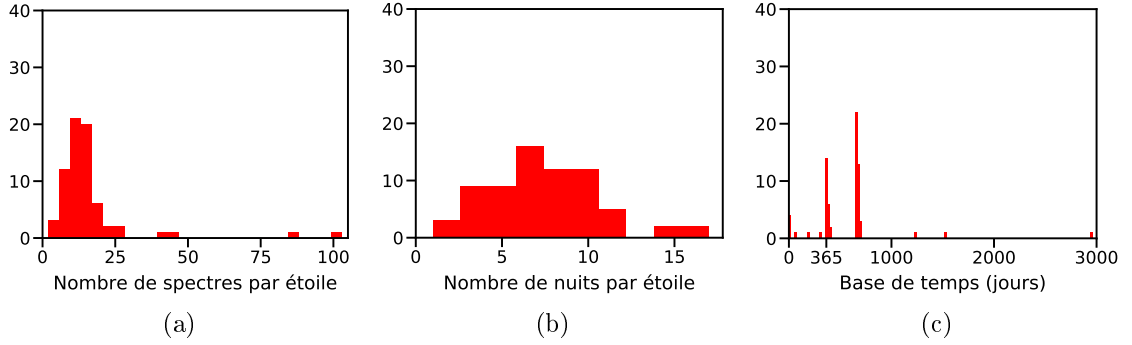


FIGURE 2.2 – Bilan des observations du relevé HARPS Sco-Cen (a) Histogramme du nombre de spectres par étoile. (b) Histogramme du nombre de nuits pour chaque étoile. (c) Histogramme de la base de temps pour chaque étoile.

3.1.4 Observables

J’ai ensuite utilisé SAFIR (*Spectroscopic data via Analysis of the Fourier Interspectrum Radial velocities*, Galland et al. (2005b,a)) pour dériver des spectres HARPS les vitesses radiales et quand cela était possible les CCF, les BVS et le $\log R'_{\text{HK}}$.

Pour effectuer la sélection des spectres, j’ai utilisé les mêmes critères que pour les relevés HARPS YNS et SOPHIE YNS, soit : $S/N_{550\text{nm}} \in [80; 380]$, $\sec z < 3$ and $\chi^2 < 10$. Il s’agit d’un bon compromis, permettant d’éliminer les spectres de mauvaise qualité, tout en gardant assez de spectres pour l’analyse. Pour certaines étoiles (HD 100282, HD 106473, HD 109832, HD113524, HD 113556, HD 113901, HD 114082, HD 115361, HD 119511, HD 120326, HD 121189, HD 125912, HD 126488, HD 129590 et HD 137057) nous ne disposons pas d’assez de spectres de bonne qualité. J’ai donc choisi un critère de sélection en $S/N_{550\text{nm}}$ moins strict pour chaque étoile, pouvant descendre jusqu’à jusqu’à 30. J’ai vérifié que les spectres nouvellement inclus étaient de qualité comparable aux autres spectres de l’étoile et que leur prise en compte ne dégradait pas substantiellement la qualité du spectre médian de l’étoile. J’ai aussi descendu ce critère de sélection en $S/N_{550\text{nm}}$ à 14 pour l’étoile PDS 70, la faible magnitude de cette dernière ($V = 12.199$) ne permettait d’obtenir que des $S/N_{550\text{nm}}$ entre 15 et 40 avec HARPS. Malgré cela, les spectres de PDS 70 sont exploitables. Cette limite moins stricte en $S/N_{550\text{nm}}$ n’a pas été adoptée pour les autres étoiles du relevé, car on dispose pour ces dernières de spectres à plus hauts $S/N_{550\text{nm}}$ et la prise en compte de spectres ayant un $S/N_{550\text{nm}}$ moins élevé aurait dégradé la qualité des spectres médians déduits.

Je me suis ensuite appuyé sur le diagramme (VR, BVS) et la forme des bissecteurs pour déterminer l’origine principale des variations de vitesses radiales de l’étoile (taches, pulsations, compagnon, Lagrange et al. (2009a, 2013); Borgniet et al. (2017)).

3.2 Compagnons détectés

Lors de l'étude des données de ce relevé, j'ai identifié 14 étoiles dont les vitesses radiales sont dominées par l'impact d'un compagnon (en plus d'HD 106906 et d'HD131399, qui sont déjà connues comme étant binaires).

3.2.1 Dérives à long terme et binaires

Je présente ici les étoiles que j'ai identifiées comme binaires, ainsi que celles comportant une dérive dans leurs vitesses radiales venant d'un compagnon.

J'ai identifié 9 binaires de type SB1 et 3 de type SB2. Je présente, quand elle était possible, la caractérisation des sb1 avec *yorbit*. Les caractéristiques de ces compagnons sont présentées dans la Table 2.3 et sur la Figure 2.9 présente leur analyse. Dans cette sous-section je présente les incertitudes telles qu'elles sont estimées par *yorbit*, mais il faut garder à l'esprit qu'elles sont propres aux ajustements effectués et aux données à partir desquelles elles ont été estimées. Elles sous-estiment par conséquent la véritable incertitude que l'on a sur les paramètres. Les données des binaires SB1 qui n'ont pas pu être caractérisées sont présentées sur la Figure 2.10.

Deux étoiles comportent une dérive à long terme. Pour chacune d'entre elles, j'ai estimé le $M_c \sin i$ minimum du compagnon correspondant. Pour cela, j'ai utilisé la méthode présentée dans mon article sur le relevé SOPHIE YNS (*cf* Section 2). La Figure 2.11 présente leur analyse et la Table 2.4 présente ces masses minimum.

Système	P (jours)	e	$M_c \sin i (M_{\text{Jup}})$
HD 108857	50 ± 0.007	0.23 ± 0.02	215
HD 109804	900 ± 220	0.76 ± 0.11	245
HD 149790	6.673 ± 0.003	0.005 ± 0.006	42

TABLE 2.3 – Paramètres orbitaux des binaires caractérisées du relevé Sco-Cen.

Star	P (a)	$M_c (M_{\text{Jup}})$
HD 126838	$\gg 1.09$	$\gg 260$
HD 133574	$\gg 1.86$	$\gg 24$

TABLE 2.4 – Périodes et masses minimum des compagnons impliquant une dérive dans les vitesses radiales de leur étoile.

HD 108857

HD 108857 est une étoile de type F7V et de $1.4 M_{\odot}$ (Mittal et al. 2015). L'étoile présente un excès dans l'infrarouge (Chen et al. 2011; McDonald et al. 2012) qui est associé à deux disques de débris situés à 2.6 et 5.3 au respectivement (Cotten & Song 2016). L'étoile a été étudiée à plusieurs reprises en imagerie directe sans qu'un compagnon ne soit mis en évidence (Mamajek et al. 1999; Janson et al. 2013; Nielsen et al. 2019b).

J'observe une amplitude dans les vitesses radiales d'HD108857 de 10 km s^{-1} , que j'attribue à un compagnon. J'ai caractérisé ce compagnon avec *yorbit* (*cf* Figure 2.3).

Les caractéristiques du compagnon sont mal contraintes à cause du faible nombre de spectres. La solution la moins excentrique donne une période de 49.735 ± 0.007 jours, une excentricité de 0.23 ± 0.02 et un $M_c \sin i$ de $215 M_{\text{Jup}}$.

Les résidus ne présentent qu'une amplitude de 30 m s^{-1} et leur diagramme (BVS, résidus) est vertical (*cf* Figure 2.9), ce qui indique qu'ils viennent de pulsations.

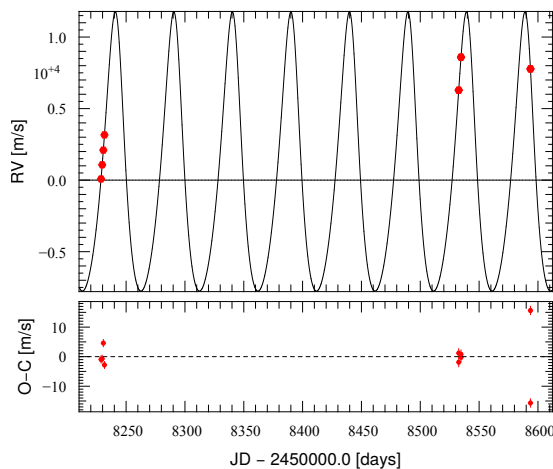


FIGURE 2.3 – Ajustement d'une képlérienne (*noir*) aux vitesses radiales d'HD 108857 (*rouge*), ainsi que les résidus correspondants.

HD 108904

HD 108904 est une étoile de type F6V et de $1.5 M_{\odot}$ (Mittal et al. 2015). L'étoile est connue pour présenter un excès dans l'infrarouge (McDonald et al. 2012) et elle a été observée en imagerie directe par Janson et al. (2013), qui ont mis en évidence de potentiels compagnons avec des séparations entre 1.3 et 5 as, qui n'ont pas été confirmés.

Ses vitesses radiales présentent une amplitude de 4 km s^{-1} en 666 jours (1.82 a) avec une courbure, en plus de variations à court terme avec une amplitude d'environ 100 m s^{-1} (*cf* Figure 2.9).

J'ai caractérisé ce compagnon avec *yorbit* (*cf* fig Figure 2.4). La période de ce dernier est de 900 ± 220 jours (2.5 ± 0.6 a), son orbite est fortement excentrique $e = 0.76 \pm 0.11$ et son $M_c \sin i$ est de $245 M_{\text{Jup}}$.

Les résidus présentent un diagramme (BVS, résidus) vertical, ce qui indique qu'ils viennent de pulsations (*cf* Figure 2.9).

HD 111102

HD 111102 est une étoile de type F0III, connue pour présenter un excès dans l'infrarouge (McDonald et al. 2012). Elle présente une amplitude dans ses vitesses radiales de 10 km s^{-1} . Cette amplitude et la quasi-horizontalité de son diagramme (BVS, VR) indiquent que cette variation vient d'un compagnon stellaire (*cf* Figure 2.10). La légère corrélation entre vitesses radiales et BVS, la forme des bissecteurs et le $\log R'_{\text{HK}}$ de -4.222 (écart-type de 0.006), indiquent que les vitesses radiales sont aussi affectées par l'activité magnétique de l'étoile.

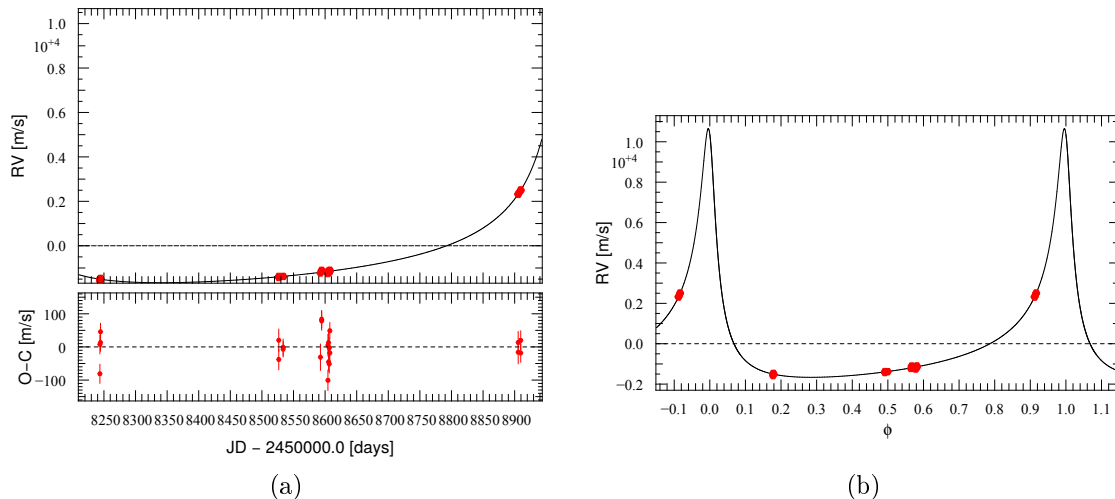


FIGURE 2.4 – (a) Meilleure solution de l’ajustement d’une képlérienne aux vitesses radiales d’HD 109804. Solution en noir comparée aux observations en rouge et ses résidus. (b) Solution repliée sur un peu plus d’une phase.

Le mauvais échantillonnage du signal du compagnon n’a pas permis de caractériser celui-ci.

HD 114319

HD 114319 est une étoile de type F0, présentant un excès dans l’infrarouge (McDonald et al. 2012) et dont la masse est de $1.45 M_{\odot}$ ^a. Janson et al. (2013) ont identifié un possible compagnon en imagerie directe à $\sim 2.3''$ de l’étoile, mais leurs données ont été prises dans de trop mauvaises conditions pour leur permettre d’établir une conclusion à propos de ce dernier. Compte tenu de la forte densité en étoile de Sco-Cen et de la forte séparation du possible compagnon, la probabilité que cet objet soit un objet d’arrière-plan est élevée.

Ses vitesses radiales présentent une variation de 1 km s^{-1} en 680 jours (1.86 a) avec une courbure, en plus de variations à court terme avec une amplitude d’environ 100 m s^{-1} (cf Figure 2.9).

Pour caractériser le compagnon et les variations à court terme, j’ai effectué un ajustement avec la somme de deux képlériennes avec *yorbit*. Cet ajustement est présenté sur la Figure 2.5. Les solutions sur-ajustent très légèrement les données ($\chi_{red}^2 = 0.95$) et les paramètres du compagnon ne sont malheureusement pas contraints. Cet ajustement a cependant permis d’estimer l’ordre de grandeur de la période du compagnon, qui est de 1000 jours. La séparation de ce compagnon étant de l’ordre de la dizaine de milli arcsecondes, il ne peut être le potentiel compagnon vu par Janson et al. (2013). Le système est donc potentiellement un système triple.

Les résidus de l’ajustement présentent un diagramme (BVS, résidus) vertical, ce qui indique qu’ils viennent de pulsations (cf Figure 2.9).

^a. Masse estimée par S. Desidera (INAF-Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell’Osservatorio 5, Padova, Italy, 35122-I), datant du 6 juin 2018.

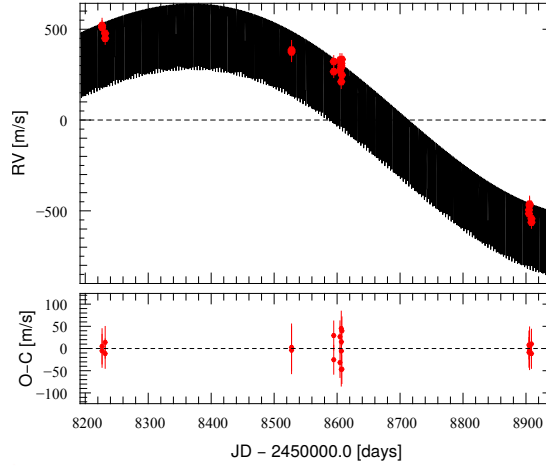


FIGURE 2.5 – Ajustement de la somme de deux képlériennes (*noir*) aux vitesses radiales d’HD 114319 (*rouge*), ainsi que les résidus correspondants.

HD 121176

HD 121176 est une étoile de type F8V, connue pour présenter un excès dans l’infrarouge (McDonald et al. 2012). Ses vitesses radiales présentent une variation de 1 km s^{-1} sur une journée (*cf* Figure 2.10). L’amplitude est trop élevée pour être attribué à l’activité magnétique ou les pulsations de l’étoile. De plus, le diagramme (BVS, VR) est plat. Cela indique que ces variations viennent d’un compagnon stellaire.

Le faible nombre de spectres (4), ne permet pas de caractériser ce compagnon.

HD 126488

HD 126488 est une étoile de type F2V, connue pour présenter un excès dans l’infrarouge (McDonald et al. 2012). Ses vitesses radiales comportent des variations de l’ordre de 10 km s^{-1} , des bissecteurs parallèles (*cf* Figure 2.12a) et un diagramme (BVS, VR) plat (*cf* Figure 2.10), ce qui indique que ces variations viennent d’un compagnon stellaire.

Le faible nombre de spectres (6), ne permet pas de caractériser ce compagnon.

HD 126838

HD 126838 est une étoile de type F3V, présentant un excès dans l’infrarouge (McDonald et al. 2012) et dont la masse est de $1.78 M_{\odot}$ ^b. Elle est connue comme une binaire visuelle avec une séparation de 2.8 as (Mason et al. 2001).

Ses vitesses radiales présentent une dérive ayant une pente de $1 \text{ km s}^{-1} \text{ a}^{-1}$ et qui est observée sur 397 jours. À cette dérive s’ajoutent des variations à court terme ayant une amplitude de l’ordre de 100 m s^{-1} (*cf* Figure 2.11).

L’amplitude de la dérive est trop élevée pour être attribuée à une dérive séculaire ou au cycle magnétique de l’étoile. De plus, le diagramme (BVS, VR) est plat (*cf*

^b. Masse estimée par S. Desidera (INAF-Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell’Osservatorio 5, Padova, Italy, 35122-I), datant du 6 juin 2018.

Figure 2.10) et les bissecteurs sont parallèles (*cf* Figure 2.12b). J’attribue cette dérive à un compagnon, ayant un $M_c \sin i$ minimum de $260 M_{\text{Jup}}$.

Les résidus d’une régression linéaire présentent un écart-type de 110 ms^{-1} et ne présentent pas de corrélation significative avec les BVS ($Pearson = -0.29$, $p_{\text{value}} < 26\%$, *cf* Figure 2.11). La forme des bissecteurs (*cf* Figure 2.12b), verticaux, indiquerait que ces variations viennent de pulsations, mais un plus grand nombre de spectres est nécessaire pour le confirmer.

HD 129590

HD 129590 est une étoile de type G3V, qui est connue pour présenter un disque de débris imagé (Lieman-Sifry et al. 2016; Matthews et al. 2017) certainement composé de deux anneaux (Cotten & Song 2016; Matthews et al. 2018).

Cette étoile présente une forte variation dans les CCF de ses spectres (*cf* Figure 2.13a), ce qui indique qu’elle est une binaire de type SB2.

HD 133574

HD 133574 est une étoile de type A9, située à 156.3013 ± 1.7125 pc (Gaia Collaboration et al. 2018) et de $1.6 M_{\odot}$ (Pecaut et al. 2012), présentant un excès dans l’infrarouge (McDonald et al. 2012). Elle présente un possible compagnon en imagerie directe qui n’a pas été confirmé (Janson et al. 2013).

Ses vitesses radiales présentent une dérive observée sur 681 jours avec une pente de $320 \text{ ms}^{-1} \text{ a}^{-1}$. À cette dérive s’ajoutent des variations à court terme ayant une amplitude de l’ordre de 50 ms^{-1} (*cf* Figure 2.11).

L’amplitude de la dérive est trop élevée pour être attribuée à une dérive séculaire. De plus, les bissecteurs sont parallèles (*cf* Figure 2.12c). J’attribue cette dérive à un compagnon ayant un $M_c \sin i$ minimal de $24 M_{\text{Jup}}$. Il s’agit donc potentiellement d’une naine brune.

Le demi-grand axe minimum de ce compagnon, pour une orbite circulaire, est de 1.8 au (11 mas). Pour que ce compagnon soit visible en imagerie directe avec l’instrumentation actuelle ($sep \gtrsim 100$ mas), il faudrait que sa période soit d’au moins 50 a (ou moins si l’orbite est excentrique) et sa masse correspondante serait d’au moins $1.7 M_{\odot}$. Or nous n’avons pas mis en évidence un tel compagnon avec SPHERE, ce qui indique que le compagnon a une période inférieure à 50 a.

Les résidus d’une régression linéaire présentent un écart-type de 25 ms^{-1} . La forme des bissecteurs et la forme du diagramme (BVS, résidus) ne permettent pas d’identifier clairement la source principale des variations de ces résidus. Des observations supplémentaires sont nécessaires.

HD 137057

HD 137057 est une étoile de type F3V, connue pour être la secondaire d’un système binaire d’une séparation de 120.55 as avec HD 137015 (Andrews et al. 2017). Elle présente aussi un excès dans l’infrarouge (McDonald et al. 2012; Mittal et al. 2015) associé à un disque de débris situé à 16.6 au.

HD 137057 présente une double composante dans sa CCF, indiquant qu’il s’agit d’une binaire de type SB2. Pour certains spectres, la CCF ne présente qu’une compo-

sante, cela indique qu'HD 137057 est une binaire à éclipse et qu'il y a eu occultation d'une des deux composantes (*cf* Figure 2.13b).

La caractérisation de cette binaire a été effectuée par F. Kiefer ^c à l'aide de nos données. Il a déterminé une période d'environ 100 jours pour HD 137057 AB.

Le système HD 137015-137057 AB est donc un système triple hiérarchique.

HD 143811

HD 143811 est une étoile de type F5V, connue pour présenter un excès dans l'infrarouge (Chen et al. 2011; Gáspár et al. 2016a) associé à un disque de débris situé à 8.5 au (Cotten & Song 2016). Elle présente une double composante dans sa CCF (*cf* Figure 2.13c), ce qui indique qu'elle est une binaire de type SB2.

HD 149790

HD 149790 est une étoile de type F3V dont la masse vaut $1.4 M_{\odot}$ (Pecaut et al. 2012), connue pour présenter un excès dans l'infrarouge (McDonald et al. 2012) associé à un disque de débris situé à 1.2 au (Cotten & Song 2016). Ses vitesses radiales présentent des variations de l'ordre de 7 km s^{-1} , des bissecteurs parallèles et un diagramme (BVS, VR) quasi-plat (*cf* Figure 2.9 et 2.12d), ce qui indique la présence d'un compagnon.

Le périodogramme des vitesses radiales présente des pics au-dessus de la FAP à 1% (probabilité de faux-positifs) à 2.26 et 2.35 jours, ainsi qu'à 6, 6.67, 7.5 et 8.5 jours (*cf* Figure 2.6a), tandis que le périodogramme de la fenêtre temporelle ne présente pas de signal (signal < à la FAP à 10%) entre 2.6 et 11.3 jours (*cf* Figure 2.6c). Ce signal entre 6 et 8.5 jours n'est donc pas un artefact de la fenêtre temporelle. Sa forme en plusieurs pics est typique de pulsations, mais il peut aussi être produit par le signal d'un compagnon mal échantillonné. De son côté le périodogramme des BVS présente un signal similaire à celui des vitesses radiales, mais de niveau plus faible, bien en dessous de la FAP à 10%, vers 2.5 et 6 jours (*cf* Figure 2.6d). Son signal vers 6 jours est cependant décalé de ~ 0.7 jours par rapport à celui des vitesses radiales.

L'étoile a été observée en photométrie avec TESS. Celle-ci présente des variations à 0.93 et 1.94 jours d'origine stellaire (pulsations ou taches). J'ai voulu vérifier si notre échantillonnage temporel en vitesses radiales de ces périodes pouvait être à l'origine du signal observé entre 6 et 8.5 jours. Pour cela, j'ai généré trois jeux de vitesses radiales correspondants respectivement à un signal de 0.93, 1.94 et 6.67 jours. Pour chacun d'entre-eux, j'ai utilisé une sinusoïde d'une amplitude de 7 km s^{-1} et j'y ai appliqué l'échantillonnage temporel en vitesses radiales d'HD 149790. J'ai ensuite déterminé leur périodogramme respectif, que je présente sur la Figure 2.7. Seule la période de 6.67 jours permet de reproduire le périodogramme des vitesses radiales d'HD 149790. Il y a donc bien un signal vers ~ 7 jours, qui ne peut être attribué aux variations d'origines stellaires observées en photométrie.

Pour caractériser cet éventuel compagnon, j'ai effectué un ajustement avec une képlérienne avec *yorbit* (*cf* Figure 2.8 et Figure 2.6b). La période du compagnon serait de 6.673 ± 0.003 jours, l'orbite quasi-circulaire ($e = 0.005 \pm 0.006$) et le $M_c \sin i$

^c. Sorbonne Université, CNRS, UMR 7095, Institut d'Astrophysique de Paris, 98 bis bd Arago, 75014 Paris, France

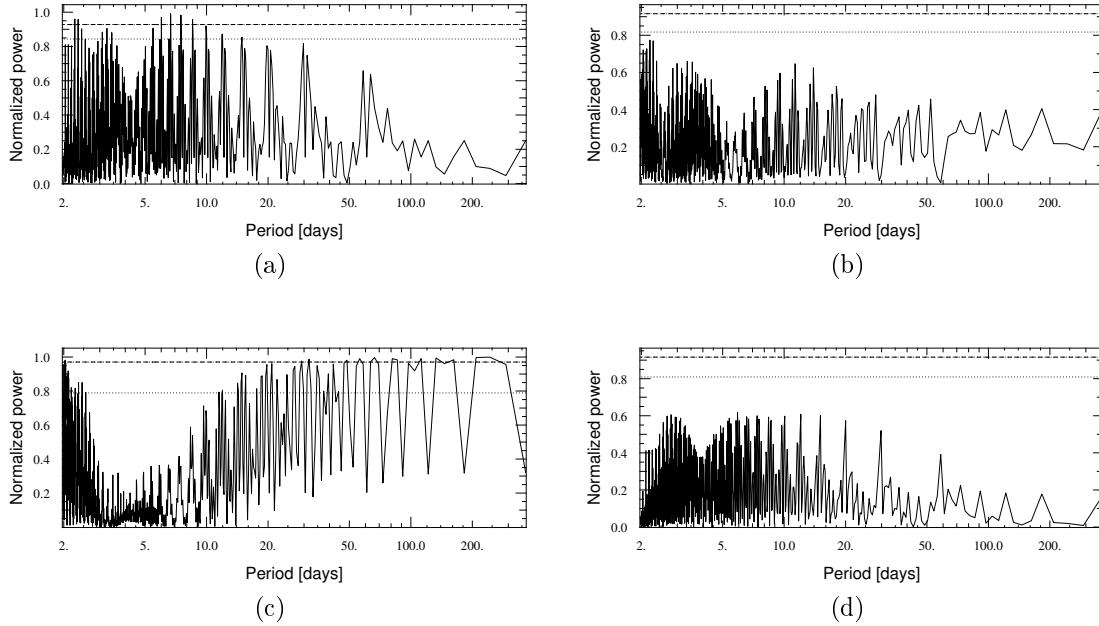


FIGURE 2.6 – (a) Périodogramme des vitesses radiales d’HD 149790. (b) Périodogramme des résidus de l’ajustement d’une képlérienne aux vitesses radiales d’HD 149790. (c) Périodogramme de la fenêtre temporelle des observations d’HD 149790. (d) Périodogramme des BVS d’HD 149790.

serait de $42 M_{\text{Jup}}$. Ce candidat de compagnon serait donc potentiellement une naine brune. De nouvelles observations en vitesses radiales sont nécessaires pour confirmer les paramètres orbitaux et le $M_c \sin i$ de ce compagnon. S’ils sont confirmés, il s’agira alors de la première naine brune de faible période (< 10 jours) et jeune (< 100 Ma) détecté en vitesses radiales et la deuxième détectée, après NGTS-7A b (Jackman et al. 2019).

Les résidus de l’ajustement présentent une amplitude de 50 m s^{-1} et le diagramme (BVS, résidus) est vertical (*cf* Figure 2.9), ce qui indique que ces variations viennent de pulsations. Cela explique aussi pourquoi le diagramme (BVS, VR) d’HD 149790 n’est pas complètement plat, il s’agit en fait de la combinaison d’un diagramme vertical dû aux pulsations et d’un diagramme plat dû au compagnon.

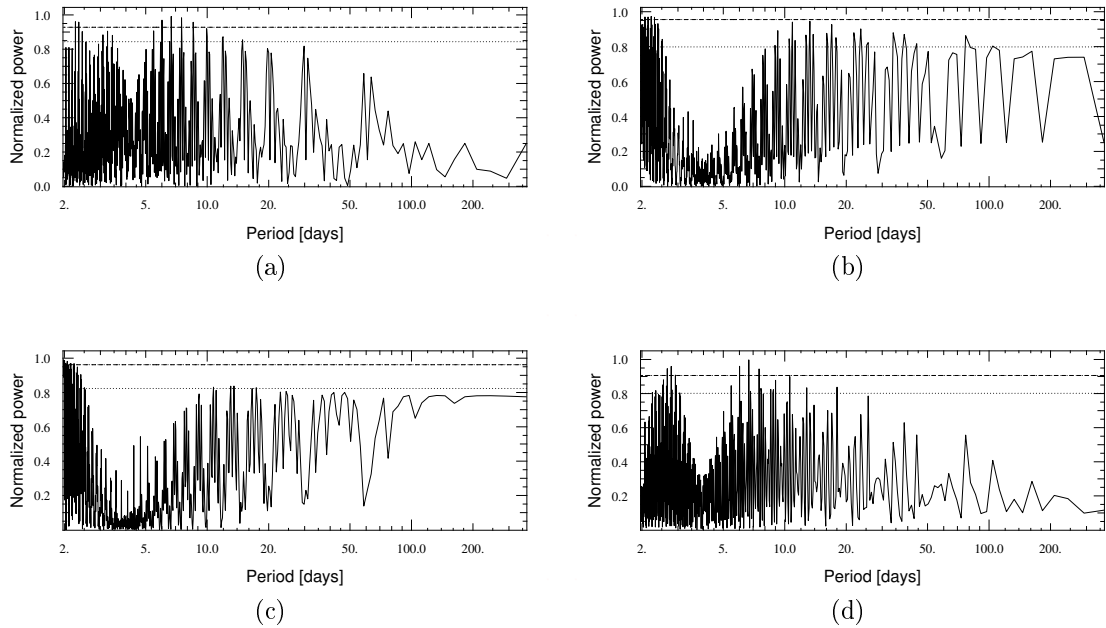


FIGURE 2.7 – Périodogramme des vitesses radiales d’HD 149790 (a), comparé au périodogramme d’un signal factice à 0.93 jours (b), 1.94 jours (c) et 6.67 jours (d).

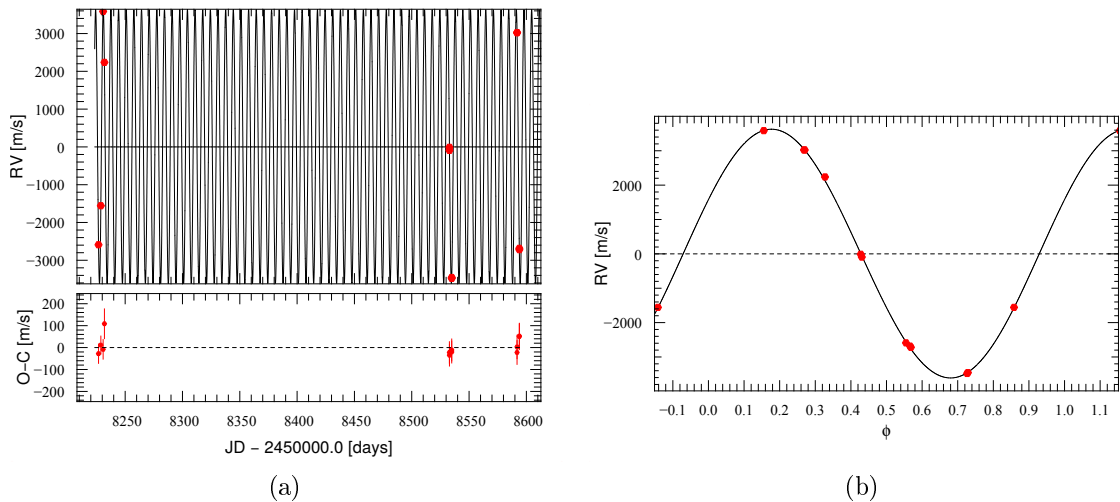


FIGURE 2.8 – (a) Meilleure solution de l’ajustement d’une képlérienne aux vitesses radiales d’HD 149790. Solution en noir comparée aux observations en rouge et ses résidus. (b) Solution repliée sur un peu plus d’une phase.

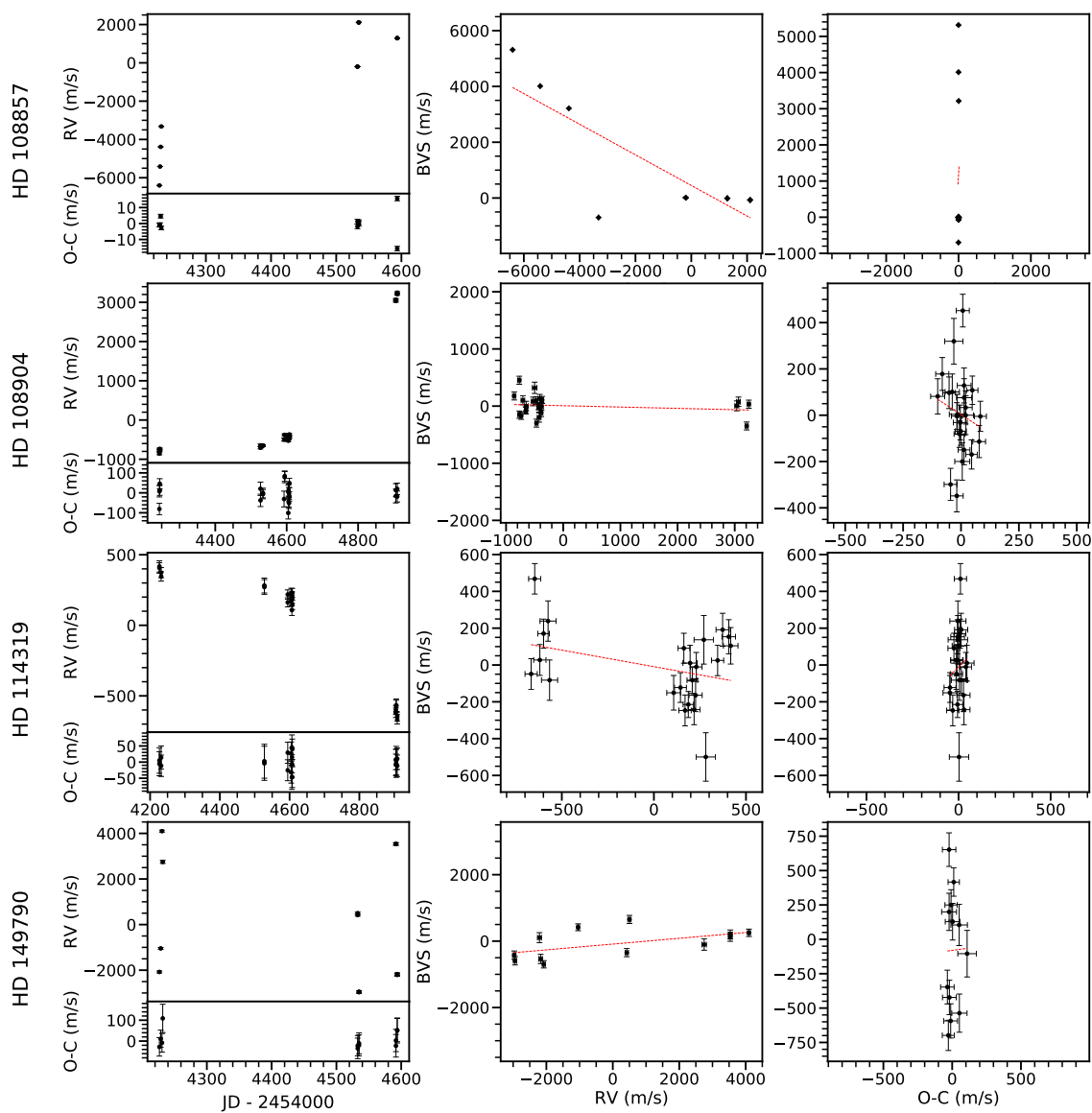


FIGURE 2.9 – Binaires SB1 caractérisées du relevé Sco-Cen. *Première colonne* : Vitesses radiales (*Haut*) et résidus de l’ajustement effectué avec *yorbit* (*Bas*). *Deuxième colonne* : Diagramme (BVS, VR) en noir et son modèle linéaire en ligne en tirets rouge. *Troisième colonne* : Diagramme (BVS, résidus) en noir et son modèle linéaire en ligne en tirets rouge.

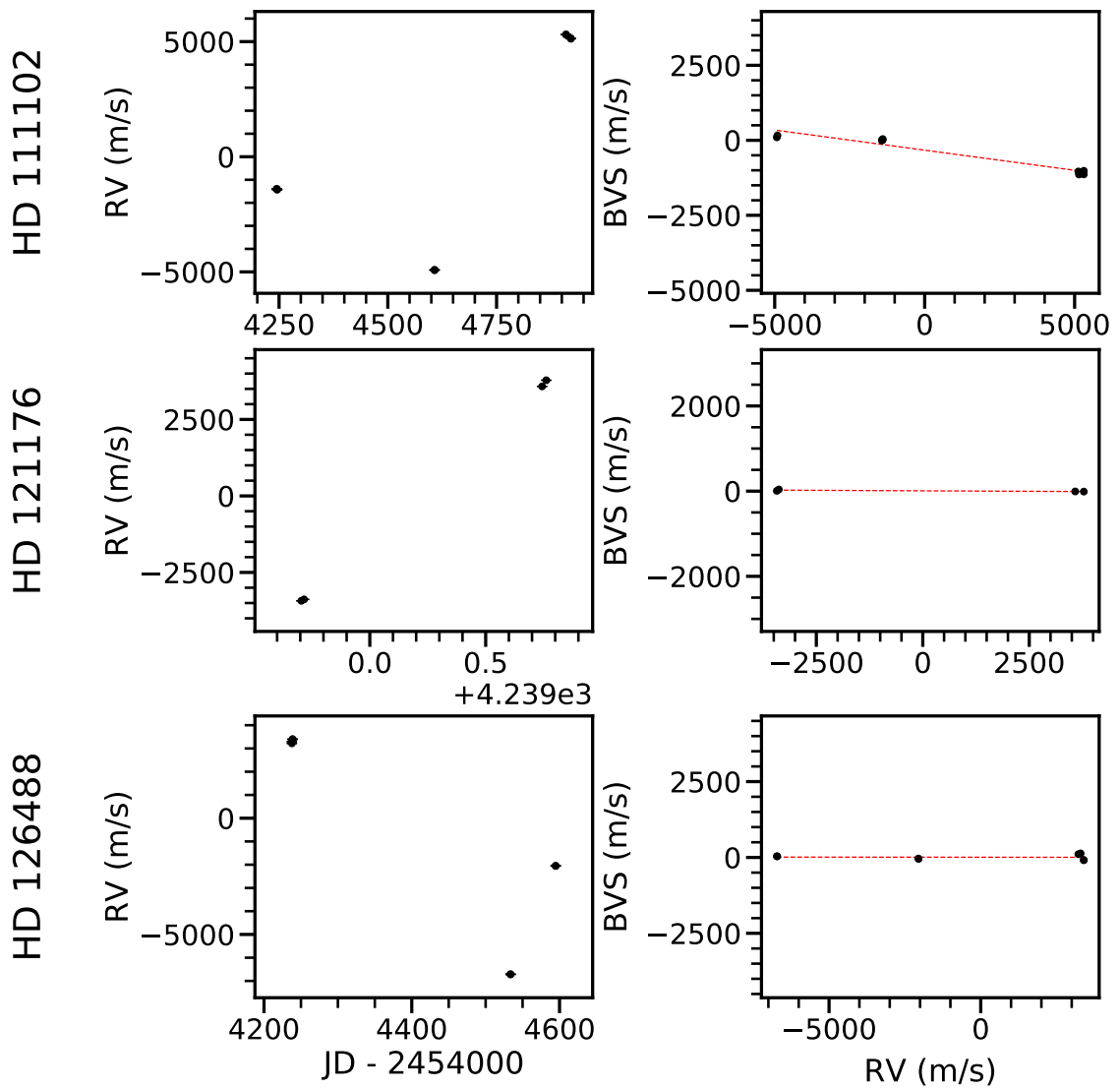


FIGURE 2.10 – Binaires SB1 non caractérisées du relevé Sco-Cen. *Première colonne* : Vitesses radiales. *Deuxième colonne* : Diagramme (BVS, VR) en noir et son modèle linéaire en ligne en tiret rouge.

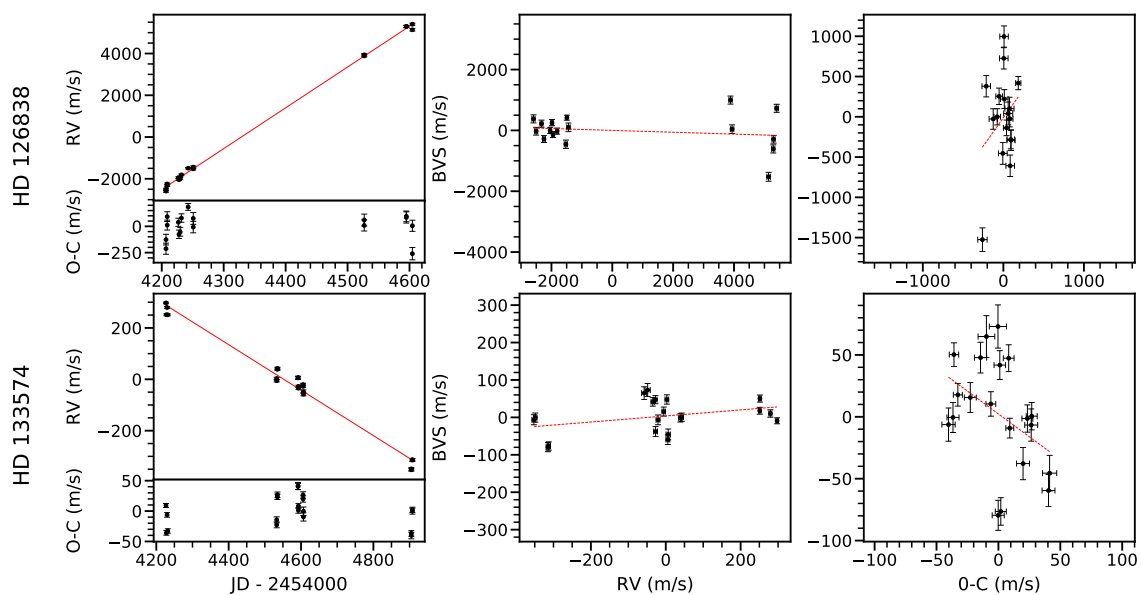


FIGURE 2.11 – Étoiles présentant une dérive dans les vitesses radiales venant d'un compagnon. *Première colonne* : (*Haut*) Vitesses radiales en noir et le modèle de régression linéaire en ligne en tiret rouge, (*Bas*) résidus de la régression linéaire. *Deuxième colonne* : Diagramme (BVS, VR) en noir et son modèle linéaire en ligne en tirets rouge. *Deuxième colonne* : Diagramme (BVS, résidus) en noir et son modèle linéaire en ligne en tirets rouge.

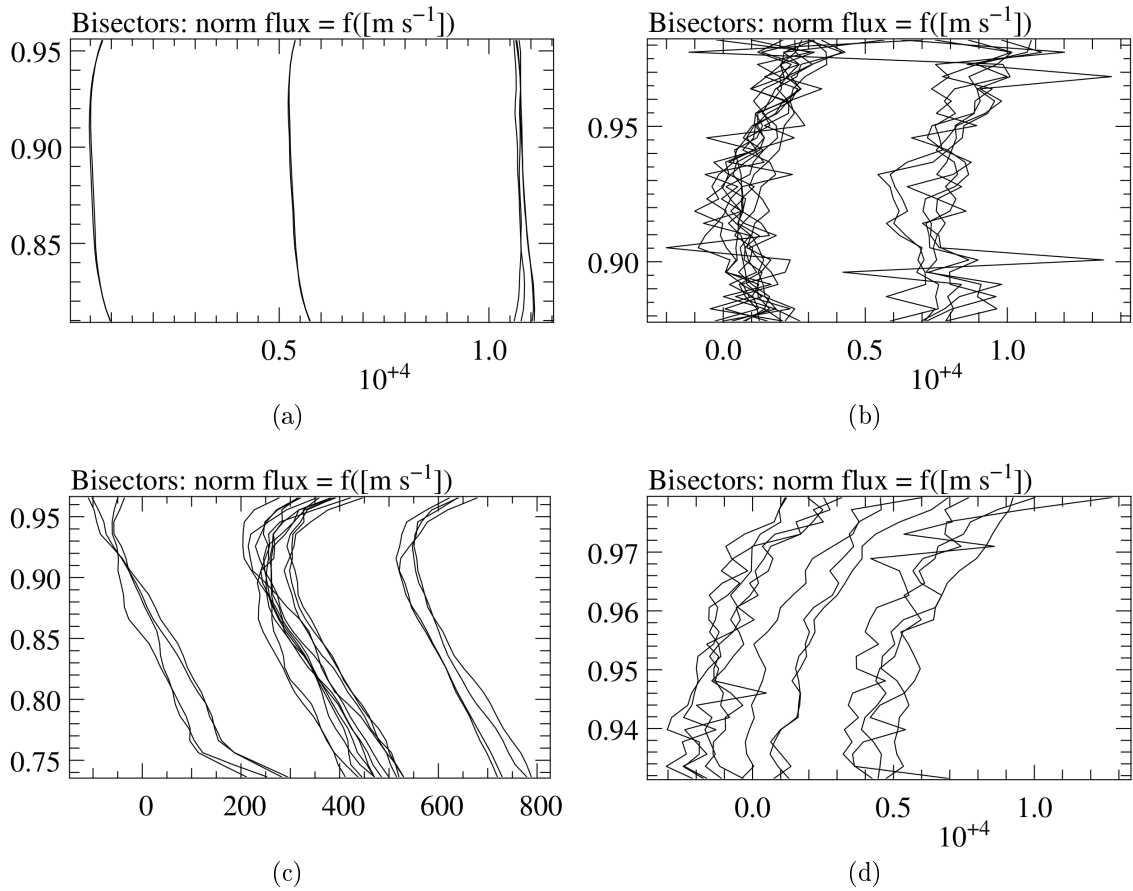


FIGURE 2.12 – Bissecteurs des étoiles HD 126488 (a), HD 126838 (b), HD 133574 (c) et HD 149790 (d)

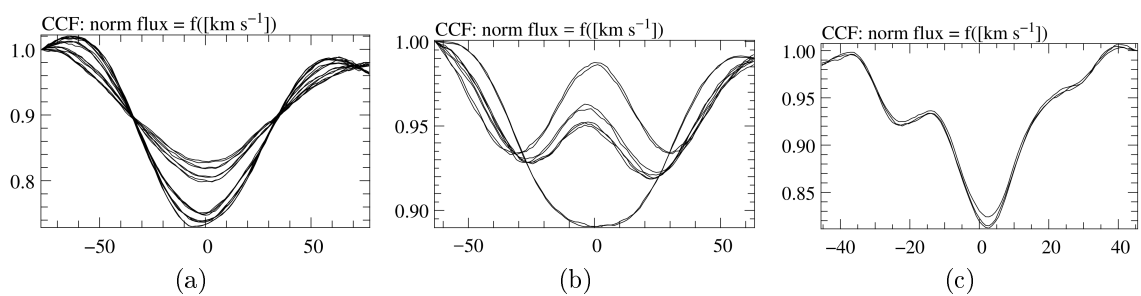


FIGURE 2.13 – CCF des étoiles HD 129590 (a), HD 137057 (b) et HD 143811 (c)

3.2.2 Planète géante potentielle : HD 145467

J'ai identifié une potentielle Jupiter chaude autour de l'étoile HD 145467. L'étoile hôte du système est de type F0V et sa masse est estimée à $1.56 M_{\odot}$.

Nous avons obtenu 24 spectres de cette étoile entre avril 2018 et mars 2020. Les spectres des deux dernières nuits d'observations (13 et 14 mars 2020, 2 et 6 spectres, respectivement) ont été obtenus alors que la Lune était à moins de 9° de l'étoile. Usuellement, il est recommandé de ne pas observer avec HARPS quand la Lune est proche ($< 25^{\circ}$), car le spectre obtenu pourra être contaminé par le spectre de cette dernière.

Première analyse avec sélection stricte des spectres

J'ai d'abord fait une analyse des vitesses radiales d'HD 145467 en excluant les spectres ayant une distance à la Lune inférieure à 8° , par précaution.

Les vitesses radiales présentent une amplitude totale de 2.5 km s^{-1} et le diagramme (BVS, VR) est plat (*cf* Figure 2.14a), ce qui indique que les variations des vitesses radiales viennent principalement d'un compagnon.

Une séquence de 3 heures composée de 6 spectres a été obtenue la nuit du 12 mars. Sur ces 3 heures d'observation, la séquence présente une variation d'une amplitude de $\sim 75 \text{ m s}^{-1}$ (*cf* Figure 2.14b). Le diagramme (BVS, VR) de cette séquence est vertical (*cf* Figure 2.14b), ce qui indique qu'elle vient de pulsations.

Les variations de vitesses radiales d'HD 145467 sont donc composées de l'impact d'un compagnon ayant une amplitude de l'ordre de l'ordre de 2 km s^{-1} et de pulsations dont la période est de plusieurs heures et dont l'amplitude est de l'ordre de 100 m s^{-1} .

J'ai utilisé *yorbit* pour caractériser le compagnon. Le faible nombre de spectres n'a pas permis d'échantillonner correctement les pulsations. Par conséquent, effectuer un ajustement conjoint des pulsations et du compagnon risquerait d'amener à un sur-ajustement des données et donc à un biais sur l'estimation des paramètres du compagnon. De même, laisser l'excentricité libre lors de l'ajustement risque de biaiser les résultats par un sur-ajustement des données. Je me suis donc contenté d'utiliser une seule képlérienne, tout en imposant une faible excentricité pour l'ajustement. Faire cela permet, en théorie, de modéliser l'effet du compagnon avec la képlériennes et les résidus de l'ajustement correspondront aux pulsations.

Le résultat de cet ajustement est satisfaisant, j'obtiens une période de 5.395 ± 0.004 jours et un $M_c \sin i$ de $12.7 M_{\text{Jup}}$ (*cf* Figure 2.15a et 2.15b). L'écart-type des résidus est de 70 m s^{-1} et leur diagramme (BVS, résidus) est vertical (*cf* Figure 2.16a). Ces résidus correspondent donc bien aux pulsations de l'étoile.

J'ai ensuite laissé l'excentricité libre lors de l'ajustement (*cf* Figure 2.15c et 2.15d). Comme attendu le χ_{red}^2 est plus faible, l'écart-type des résidus est de 40 m s^{-1} et le diagramme (BVS, résidus) est aussi vertical (*cf* Figure 2.16b). J'obtiens une période plus courte, 3.8323 ± 0.0003 jours, une excentricité de 0.71 ± 0.04 et un $M_c \sin i$ de $12.8 M_{\text{Jup}}$.

La présence d'un compagnon d'environ $13 M_{\text{Jup}}$ semble robuste compte tenu de ces données, mais sa période et son excentricité sont mal contraintes à cause du trop faible nombre de données disponibles.

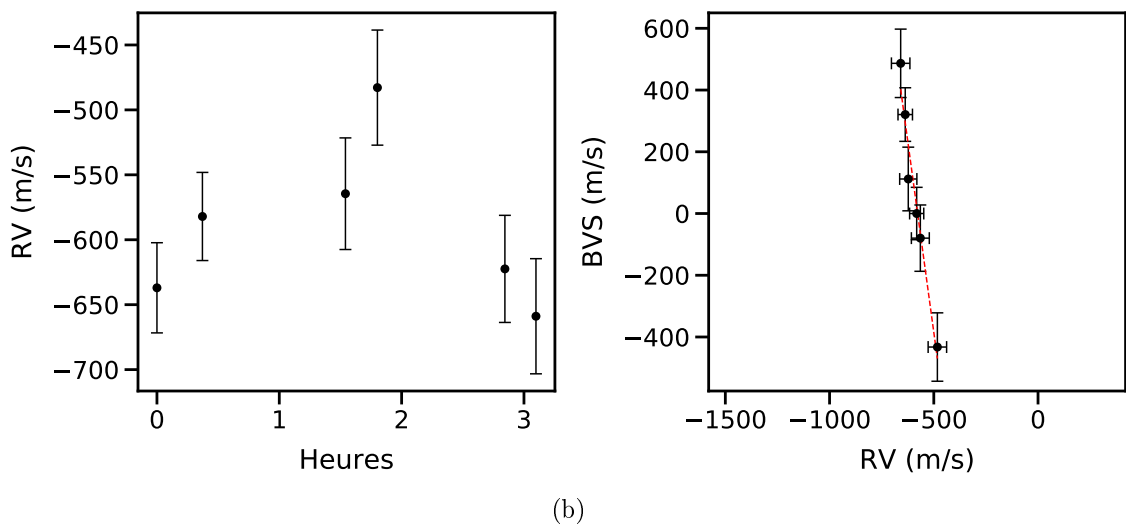
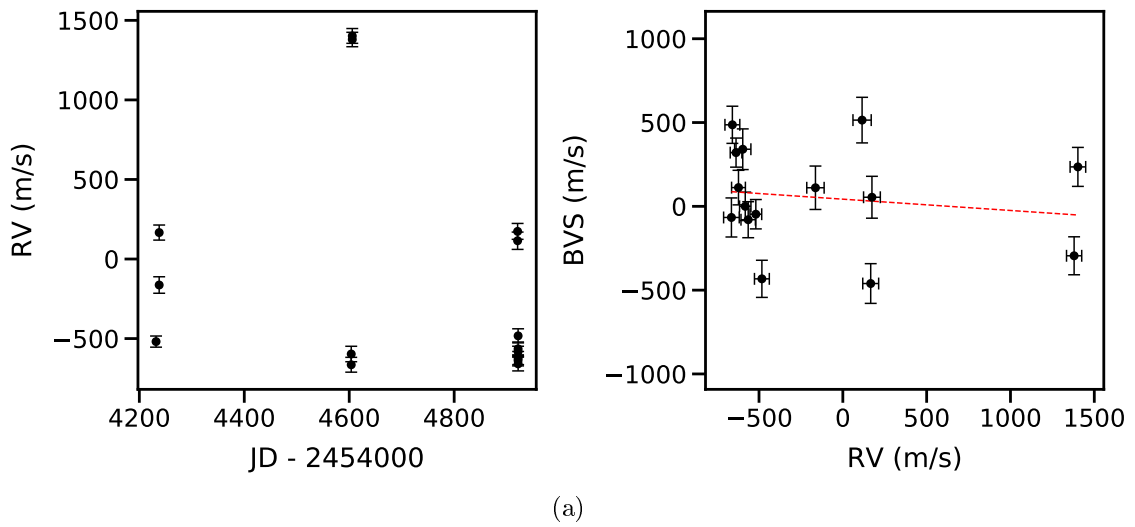


FIGURE 2.14 – (a) Vitesses radiales en fonction du temps d’HD 145467 en excluant les spectres ayant une distance à la Lune inférieure à 8° (*Gauche*) et diagramme (BVS, VR) associé (*Droite*). (b) Zoom sur une séquence de pulsations (*Gauche*) et digramme (BVS, VR) de la séquence (*Droite*).

Ajout des spectres ayant une distance à la Lune faible

Afin d’accroître le nombre de données dans l’analyse, j’ai renouvelé celle-ci en prenant en compte tous les spectres (*cf* Figure 2.17a).

Le diagramme (BVS, VR) présente désormais une corrélation marginalement significative entre les vitesses radiales et les BVS (*cf* Figure 2.17b). La dernière nuit d’observation du 14 mars comporte une séquence de 6 spectres espacés de 4 heures. L’amplitude sur ces 4 heures est de 2.3 km s^{-1} , ce qui est peu cohérent avec la séquence du 12 mars (*cf* Figure 2.17c), à moins de forts battements dans les pulsations.

yorbit n’arrive pas à ajuster une képlérienne d’excentricité faible sur ces nouvelles vitesses radiales. L’ajustement avec une orbite excentrique donne un χ_{red}^2 plus élevé

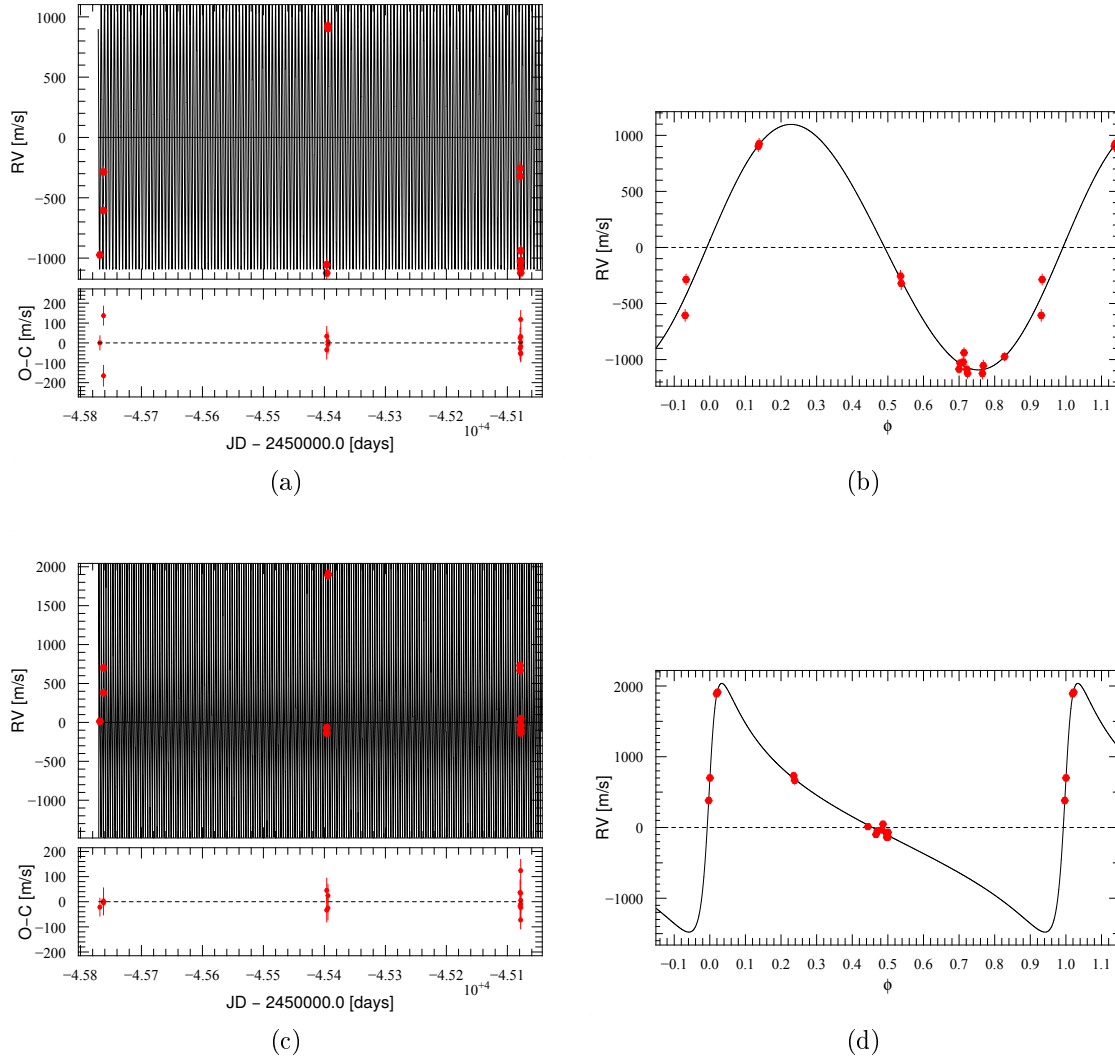
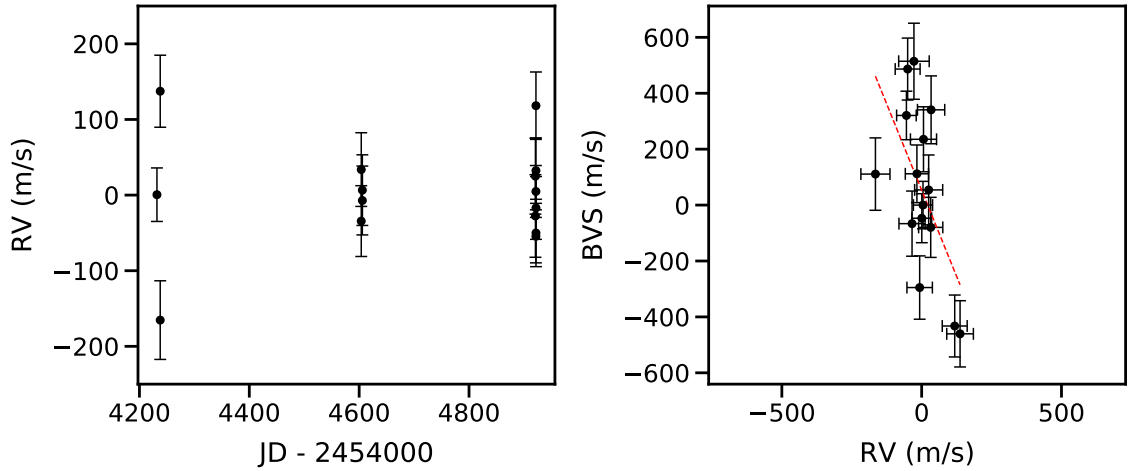


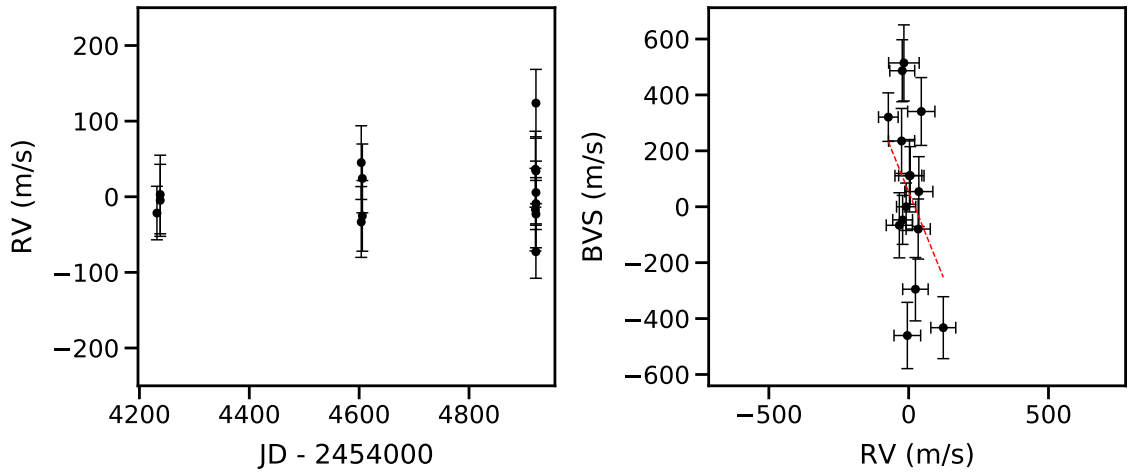
FIGURE 2.15 – Analyse des vitesses radiales d’HD 145467 en excluant les spectres ayant une distance à la Lune inférieure à 8° . *Première ligne* : Résultats de l’ajustement d’une képlérienne sur ces vitesses radiales en imposant une excentricité faible. (a) Meilleure solution en noir comparée aux observations en rouge, ainsi que ses résidus, (b) Solution repliée sur un peu plus d’une phase. *Deuxième ligne* : Résultats de l’ajustement d’une képlérienne sur ces vitesses radiales en laissant l’excentricité libre. (c) Meilleure solution en noir comparée aux observations en rouge, ainsi que ses résidus, (d) Solution repliée sur un peu plus d’une phase.

d’un facteur 6 par rapport à l’ajustement précédent. Ce nouvel ajustement donne une période de 1.7771 ± 0.00002 jours, une excentricité de 0.72 ± 0.03 et un $M_c \sin i$ de $6 M_{\text{Jup}}$ (*cf* Figures 2.18a et 2.18b). Les résidus présentent un écart-type de 110 m s^{-1} et leur diagramme (BVS, résidus) est vertical (*cf* Figure 2.18).

Cette incohérence entre ces dernières vitesses radiales et les précédentes est déconcertante. SAFIR est normalement conçu pour filtrer les raies polluants le spectre (telluriques, Lune etc. Galland et al. (2005b)), mais compte tenu de la forte proximité de la Lune lors de nos dernières observations, il se peut que cette dernière ait



(a)



(b)

FIGURE 2.16 – Analyse des vitesses radiales d’HD 145467 en excluant les spectres ayant une distance à la Lune inférieure à 8° . (a) Résultats de l’ajustement d’une képlérienne sur ces vitesses radiales en imposant une excentricité faible. Résidus de l’ajustement en fonction du temps (*Gauche*), BVS en fonction des résidus (*Droite*). (b) Résultats de l’ajustement en laissant l’excentricité libre. Résidus de l’ajustement en fonction du temps (*Gauche*), BVS en fonction des résidus (*Droite*).

impacté la détermination des vitesses radiales de ces dernières nuits. Malheureusement, l’impact de la proximité de la Lune sur la détermination de vitesses radiales à partir de spectres HARPS a peu été étudié (contrairement à celui du soleil, Roy et al. (2020)). F. Galland^d a observé deux tendances lors de son étude de l’impact de la Lune. L’effet de celle-ci est maximal lorsque le centre de sa CCF se trouve à une fois la largeur à mi-hauteur du centre de la CCF du spectre de l’étoile et il est nul au-delà de 3 fois cette largeur à mi-hauteur. Dans notre cas, la largeur à mi-hauteur de la CCF d’HD 145467 est de 88 km s^{-1} , tandis que la vitesse radiale

^d. Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

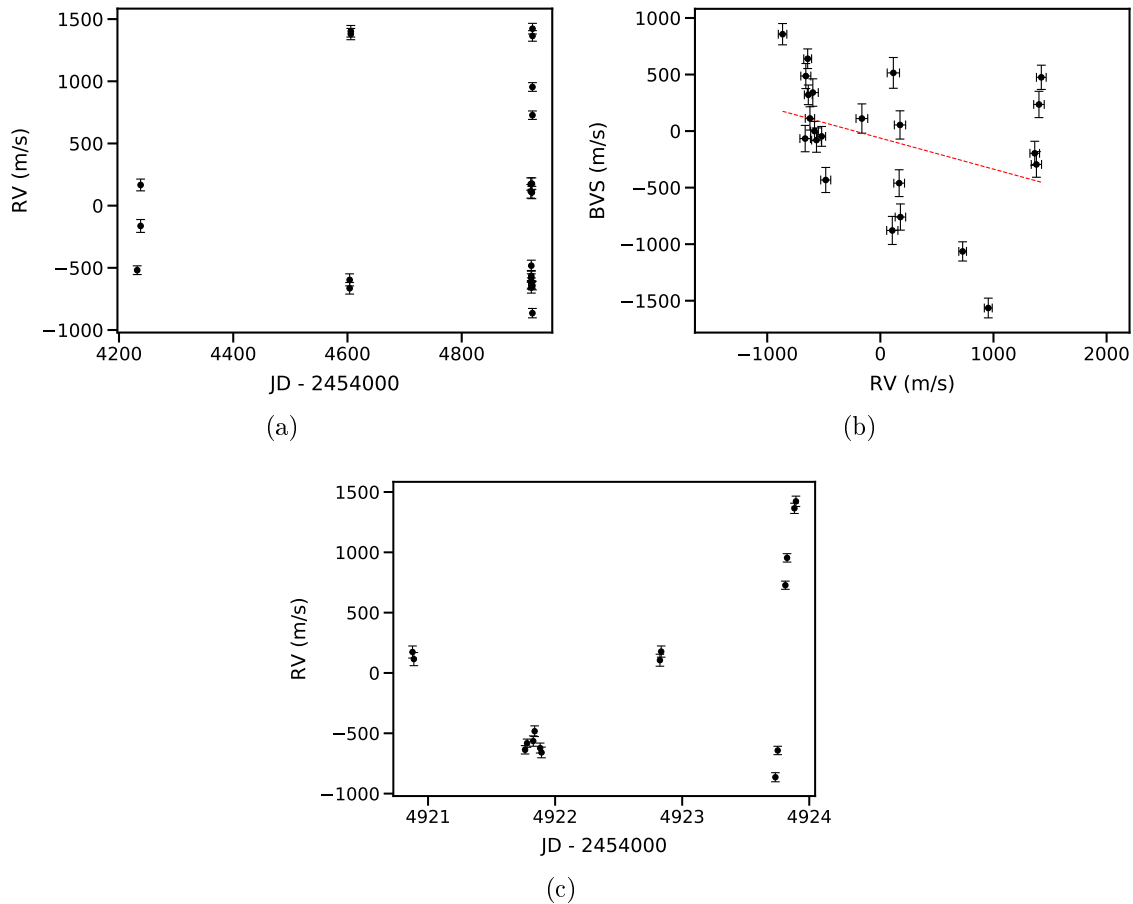


FIGURE 2.17 – (a) Vitesses radiales d’HD145467. (b) Digramme (BVS, VR) d’HD 145467. (c) Zoom sur les vitesses radiales d’HD 145467 entre le 11 mars (4921, $JD - 2454000$) et le 14 mars (4924, $JD - 2454000$).

de la Lune n’a pas dépassé 70 ms^{-1} lors de nos observations, on s’attend donc à ce que l’effet de la Lune ait été faible (dans cette configuration les raies de la Lune sont quasiment centrées sur les raies d’HD 145467 et la CCF est peu déformée). Par contre, plus la largeur à mi-hauteur de la CCF de l’étoile est élevée et plus son type spectral est précoce, plus l’impact de la Lune est fort. Avec un $V \sin i$ de 88 km s^{-1} et un type spectral F0V, on s’attend à ce que l’impact de la Lune ait été fort. Il est donc difficile de savoir si la Lune a pu impacter les vitesses radiales d’HD 145467.

La possible découverte du compagnon repose sur peu de spectres et il se peut que l’on ait confondu un signal planétaire avec un signal d’origine stellaire ayant une période proche du jour et mal échantillonnée. Mais il se peut aussi que les derniers spectres aient été affectés par la Lune. Malheureusement, nous ne disposons pas de critères objectifs et quantitatifs pour sélectionner les spectres en fonction de la distance à la Lune et il n’est pas possible de déterminer à quel point les derniers spectres d’HD 145467 ont été affectés par cette dernière.

Il est nécessaire d’obtenir de nouveaux spectres afin de trancher entre ces deux éventualités.

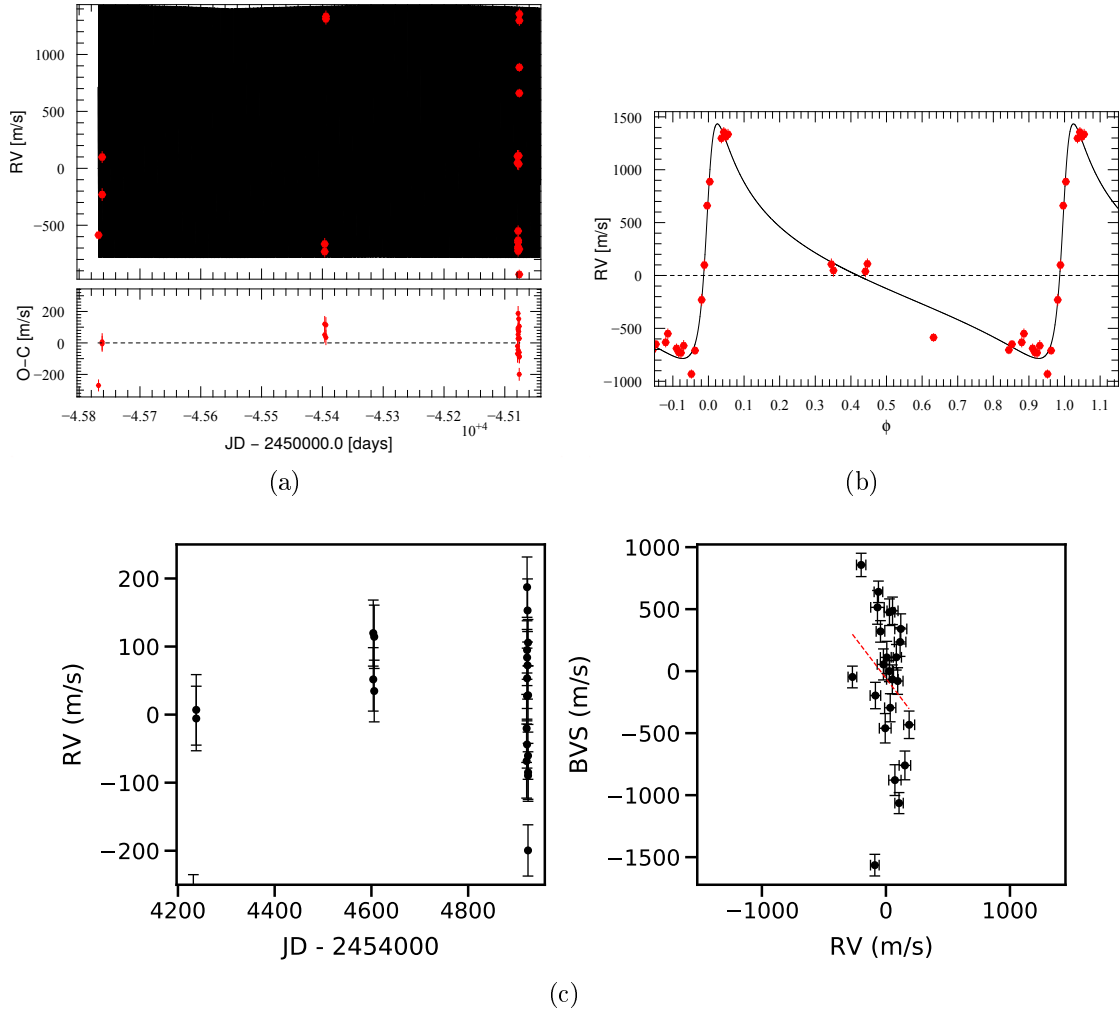


FIGURE 2.18 – Solution de l’ajustement d’une képlérienne sur les vitesses radiales incluant tous les spectres d’HD145467. (a) Meilleure solution en noir comparée aux observations en rouge, ainsi que ses résidus, (b) Solution repliée sur un peu plus d’une phase. (c) Résidus de l’ajustement à *gauche* et diagramme (BVS, résidus) à *droite*.

Intérêt du candidat

Si ce compagnon est confirmé, il s’agira d’une découverte importante, car l’étude d’une Jupiter chaude juste après sa formation permet de mieux comprendre la formation et migration de ces dernières.

Seules une dizaine de Jupiter chaudes massives ($P < 10$ jours, $M \in [1, 13] M_{\text{Jup}}$) d’un âge similaire ($A < 20$ Ma) sont connues. Une fut découverte à partir de vitesses radiales (Johns-Krull et al. 2016), tandis que deux autres ont été découvertes à partir de vitesses radiales obtenues en spectropolarimétrie (Donati et al. 2016; Yu et al. 2017; Johns-Krull et al. 2016). Les autres Jupiter chaudes de cet âge ont été détectées par la méthode des transits (Collier Cameron et al. 2010; van Eyken et al. 2012; Mann et al. 2016; David et al. 2019; Rizzuto et al. 2020) et par la combinaison

de vitesses radiales et de transits (Deleuil et al. 2012; Alsubai et al. 2017). Toutes ont une masse inférieure à $6 M_{\text{Jup}}$, excepté CI Tau b qui a une masse de $11.6_{-2.7}^{+2.9} M_{\text{Jup}}$ (Flagg et al. 2019) (déterminée à partir des vitesses radiales de l'étoile et les vitesses radiales de la planète, ces dernières ayant été isolées à partir d'une corrélation croisée entre le spectre de l'étoile et un modèle).

Ainsi le système HD 145467 abrite potentiellement la seconde Jupiter chaude de forte masse jamais découverte.

3.2.3 Suivi des compagnons et potentiels compagnons détectés

Les compagnons présentés dans cette sous-section doivent être étudiés plus finement, via la comparaison de leur période avec la période de rotation de leur étoile, qui reste à déterminer à partir de leur photométrie par exemple. Il est aussi nécessaire d'observer ces étoiles avec HARPS de nouveaux, afin de confirmer les compagnons pour lesquels c'est nécessaire et pour affiner les paramètres des autres compagnons.

4 Combinaison des trois relevés

Afin d’augmenter la taille de l’échantillon dans mon analyse statistique sur les planètes géantes et naine brunes jeunes, j’ai combiné le relevé HARPS Sco-Cen aux relevés SOPHIE YNS et HARPS YNS.

4.1 Échantillon

La combinaison des relevés HARPS YNS et SOPHIE YNS comporte 143 cibles. Le relevé Sco-Cen comporte 4 étoiles en commun avec cet échantillon (HD 95086, HD 102458, HD 106906 et HD 131399, qui font parties du relevé HARPS YNS), ce qui résulte en un total de 228 cibles, pour lesquels nous disposons de mesures HARPS, dans l’échantillon combiné.

J’exclus de cet échantillon les étoiles non pertinentes pour l’analyse statistique. Pour les étoiles des relevés HARPS YNS et SOPHIE YNS, j’exclus les étoiles de la même manière que dans mon analyse combiné de ces relevés (*cf* Section 2).

Pour les étoiles du relevé Sco-Cen j’exclus les étoiles qui ont été exclues dans la section précédente, ainsi qu’HD 111588 qui ne comporte que deux spectres exploitables. En plus de cela, j’exclus les étoiles binaires pour lesquelles il n’a pas été possible de corriger l’effet du compagnon : HD 111102, HD 121176, HD 126488, HD 129590, HD 137057 et HD 143811. J’exclus enfin HD 114319 et HD 145467, car les paramètres de leur compagnon ne sont pas contraints avec précision, utiliser les résidus des ajustements présentés dans les sections précédentes risquerait de biaiser les résultats.

L’échantillon final de l’analyse statistique comporte 177 étoiles. Il comporte des étoiles de type A0V à M5V (*cf* Figure 2.19), dont 81 étoiles ayant un type spectral entre A0 et F5V ($B - V \in [-0.05 : 0.52[$, sous-échantillon AF), 87 entre F6 et K5 ($B - V \in [-0.05 : 0.52[$, sous-échantillon FK) et 9 entre K6 et M5 ($B - V \geq 1.33$, sous-échantillon M). Leur $V \sin i$ est compris entre 1.7 et 120 km s⁻¹ et la médiane de l’échantillon est de 13.6 km s⁻¹. Leur magnitude relative dans la bande V est comprise entre 1.16 et 12.199 et la médiane de l’échantillon est de 8.09. Leur masse est comprise entre 0.38 et 2.77 M_⊙ et la médiane de l’échantillon est de 1.2 M_⊙ (*cf* Figure 2.20a). L’échantillon comporte donc en majorité des étoiles plus massives que le Soleil.

Le sous-échantillon AF a une masse médiane de 1.5 M_⊙, avec un écart-type de 0.33 M_⊙, le sous-échantillon FK a une masse médiane de 0.96 M_⊙, avec un écart-type de 0.21 M_⊙ et le sous-échantillon M a une masse médiane de 0.621 M_⊙, avec un écart-type de 0.09 M_⊙.

L’âge médian des étoiles de l’échantillon est de 45 Ma et 97% des étoiles ont un âge inférieur à 600 Ma. L’histogramme des âges de l’échantillon est présenté en Figure 2.20b. La taille des intervalles de cet histogramme a été choisi de façon à être supérieure à la médiane des incertitudes sur les âges des étoiles de l’échantillon.

Seules 117 des étoiles de l’échantillon ont une métallicité connue. La métallicité médiane est proche de celle du Soleil, avec une médiane de 0.0 dex (moyenne de 0.02 dex) et un écart-type de 0.01 dex. Il n’y a pas de corrélation significative entre la métallicité et le $B - V$, ni entre la métallicité et la masse des étoiles dans

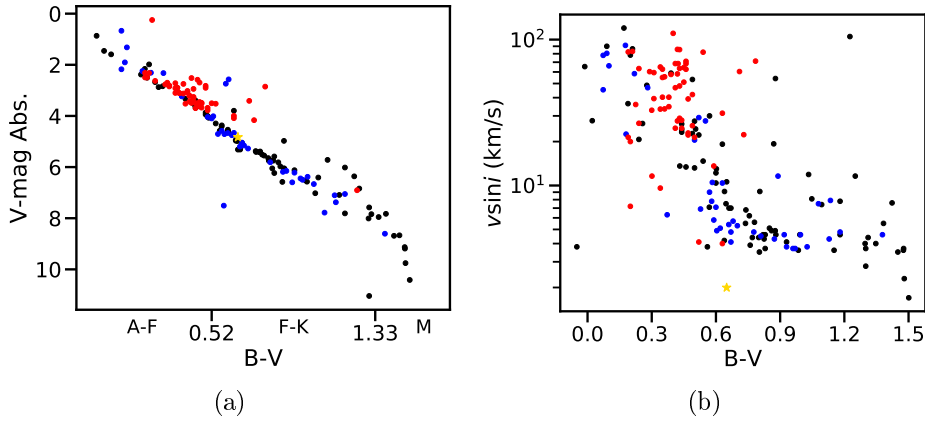


FIGURE 2.19 – Propriétés physiques de l'échantillon combiné des relevés HARPS YNS, SOPHIE YNS et HARPS Sco-Cen. Les cibles HARPS YNS sont présentées en noir, les cibles SOPHIE YNS en bleu et les cibles HARPS Sco-Cen sont présentées en rouge. (a) Magnitude absolue dans la bande V en fonction du $B - V$. Chaque point correspond à une étoile. Le soleil est présenté avec une étoile dorée en comparaison. (b) $V \sin i$ en fonction du $B - V$.

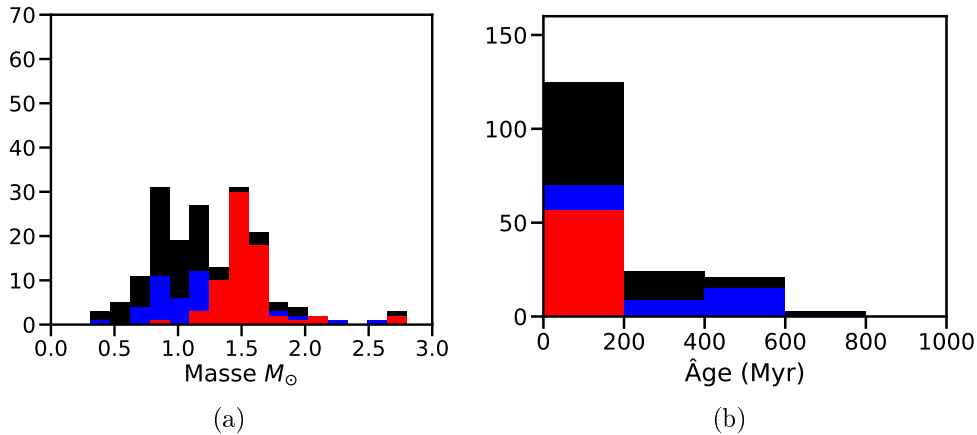


FIGURE 2.20 – Caractéristiques des étoiles de l'échantillon combiné des relevés HARPS YNS, SOPHIE YNS et HARPS Sco-Cen. (a) Histogramme des masses (en M_{\odot}). (b) Histogramme des âges. Les histogrammes des relevés HARPS YNS (noir), SOPHIE YNS (bleu) et HARPS YNS (rouge) sont empilés les uns sur les autres.

l'échantillon. La métallicité de l'échantillon est présentée sur la Figure 2.21.

La base de temps médiane des observations de l'échantillon est de 886 jours (moyenne de 1541 jours), le nombre de spectres par étoile médian est de 19 (67 en moyenne) et le nombre médian de nuits d'observations par étoile est de 11 (moyenne de 14). Ces données sont présentées en détail sur la Figure 2.22.

Les données de chaque étoile provenant du relevé Sco-Cen sont présentées en Table 2.1 et 2.2, tandis que les données des étoiles des relevés SOPHIE YNS et HARPS YNS ont été respectivement présentées en Tables (A.1, A.2) et (A.3, A.4) de l'article reproduit en Section 2. Pour toute la suite de la section les données

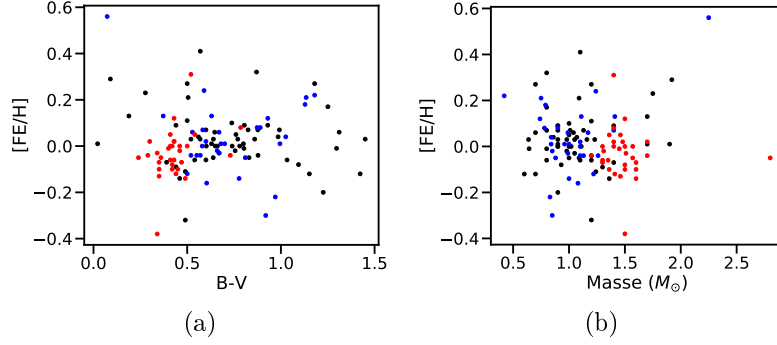


FIGURE 2.21 – Métallicité de l'échantillon combiné des relevés HARPS YNS, SOPHIE YNS et HARPS Sco-Cen, en fonction du $B - V$ (a) et en fonction de la masse (b). Les cibles HARPS YNS sont présentées en noir, les cibles SOPHIE YNS en bleu et les cibles HARPS Sco-Cen sont présentées en rouge.

relatives au relevé HARPS YNS seront présentées en noir, celles du relevé SOPHIE YNS en bleu et celles du relevé HARPS Sco-Cen en rouge.

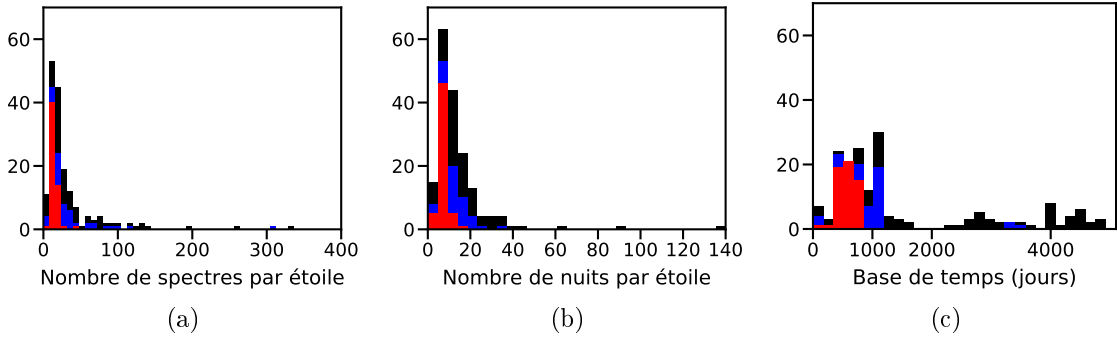


FIGURE 2.22 – Récapitulatif des observations de l'échantillon combiné HARPS YNS, SOPHIE YNS et HARPS Sco-Cen. (a) Histogramme du nombre de spectres par étoile, HD 216956 (Fomalhaut, 834 spectres) et HD 039060 (β Pic, 5108 spectres) ne sont pas présentées. (b) Histogramme du nombre de nuits pour chaque étoile. (c) Histogramme de la base de temps pour chaque étoile. Les histogrammes des relevés HARPS YNS (noir), SOPHIE YNS (bleu) et HARPS Sco-Cen (rouge) sont empilés les uns sur les autres.

4.2 Évaluation des variations d'origine stellaire

Les étoiles de l'échantillon présentent de fortes variations d'origine stellaire dans leurs vitesses radiales. Après correction de l'impact des compagnons (*cf* Section 3.2.1 et Section 2) et de la dérive séculaire d'HD 217987 (*cf* Grandjean et al. (2020)), le rapport entre les rms et la moyenne des incertitudes de leurs vitesses radiales est compris entre 1 et 120, avec une médiane de 9. La médiane des rms de ces étoiles est de 53 m s^{-1} (152 m s^{-1} en moyenne). Les rms et les incertitudes moyennes des vitesses radiales de l'ensemble de l'échantillon sont présentés en fonction du $B - V$,

de $V \sin i$ et de la masse M_* sur les Figures 2.23 et 2.24. On observe une forte corrélation positive entre l'incertitude moyenne des vitesses radiales et le $V \sin i$ ($Pearson = 0.84$, $p_{value} < 3 \times 10^{-47}\%$). On observe aussi une faible corrélation négative entre les incertitudes des vitesses radiales et le $B - V$ ($Pearson = -0.51$, $p_{value} < 3 \times 10^{-13}\%$).

L'origine principale des variations en vitesses radiales (activité magnétique, pulsations, compagnon, etc.) des étoiles de l'échantillon est donnée en Table 2.2 et en Tables A.2 et A.4 de la Section 2.

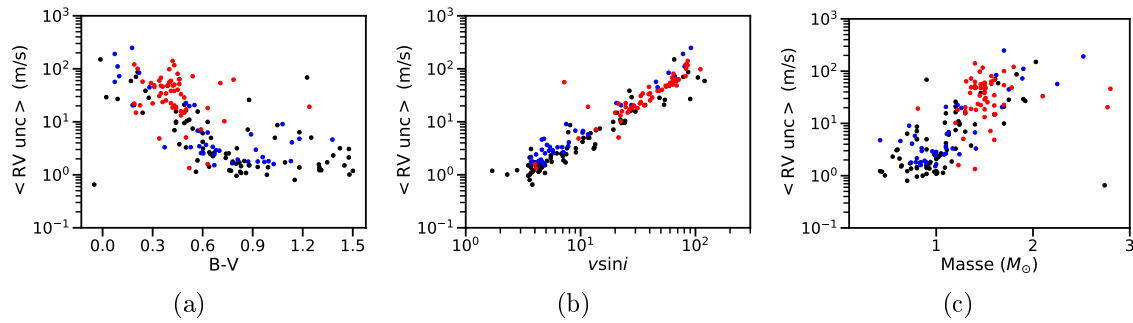


FIGURE 2.23 – Incertitude moyenne des vitesses radiales (venant du bruit de photons uniquement) de l'échantillon combiné HARPS YNS, SOPHIE YNS et HARPS Sco-Cen, après correction de l'impact des compagnons et de la dérive séculaire d'HD 217987, en fonction du $B - V$ (a), du $V \sin i$ (b) et de la masse M_* (c). Les cibles HARPS YNS sont présentées en noir, les cibles SOPHIE YNS en bleu et les cibles HARPS Sco-Cen sont présentées en rouge.

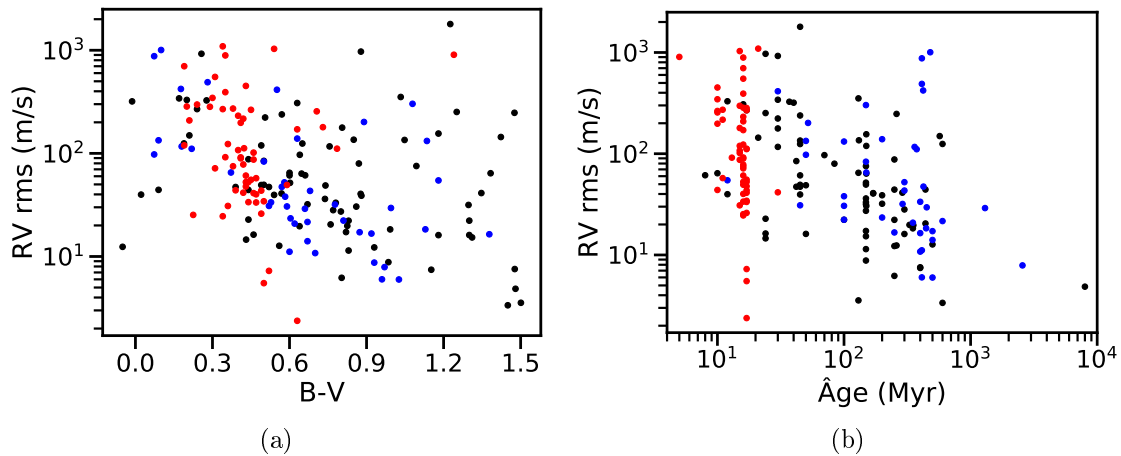


FIGURE 2.24 – Rms des vitesses radiales de l'échantillon combiné HARPS YNS, SOPHIE YNS et HARPS Sco-Cen, après correction de l'impact des compagnons et de la dérive séculaire d'HD 217987, en fonction du $B - V$ (a) et en fonction de l'âge (b). Les cibles HARPS YNS sont présentées en noir, les cibles SOPHIE YNS en bleu et les cibles HARPS Sco-Cen sont présentées en rouge.

167 des 177 étoiles de l'échantillon présentent des variations dans leurs raies du

calcium (CaII H et K), ce qui confirme la présence d’activité stellaire pour ces étoiles. Le $\log R'_{\text{HK}}$ médian de ces étoiles est de -4.4 , avec un écart-type de 0.3 . Parmi ces étoiles, 8 présentent un signe de faible activité ($\log R'_{\text{HK}} < -4.75$), 133 sont actives ($-4.75 < \log R'_{\text{HK}} < -4.2$) et 26 présentent un fort signe d’activité ($\log R'_{\text{HK}} > -4.2$). Le $\log R'_{\text{HK}}$ de l’échantillon est présenté en fonction du $B - V$ sur la Figure 2.25.

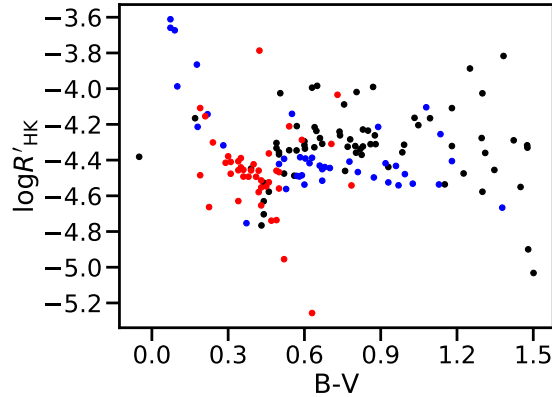


FIGURE 2.25 – $\log R'_{\text{HK}}$ en fonction du $B - V$ de l’échantillon combiné HARPS YNS, SOPHIE YNS et HARPS Sco-Cen. Les cibles HARPS YNS sont présentées en noir, les cibles SOPHIE YNS en bleu et les cibles HARPS Sco-Cen sont présentées en rouge.

4.3 Corrections des vitesses radiales

Afin d’obtenir les meilleures limites de détection pour mon analyse statistique, j’ai corrigé les vitesses radiales de l’activité stellaire et de l’impact des compagnons.

Pour les étoiles dont les vitesses radiales sont dominées par leur activité magnétique (marquées A en Table 2.2), j’ai utilisé la même méthode que pour le relevé HARPS YNS (Grandjean et al. 2020), ainsi que pour sa combinaison avec le relevé SOPHIE YNS (*cf* Section 2). Cette méthode consiste à corriger les vitesses radiales de la corrélation (BVS, VR) en appliquant la méthode de Melo et al. (2007).

Pour les étoiles dont les vitesses radiales sont dominées par l’impact d’un compagnon qui a pu être caractérisé, j’ai travaillé sur les résidus de leur ajustement présenté en Section 3.2.1.

Les corrections appliquées aux vitesses radiales des étoiles des deux précédents relevés sont présentées en Section 2.

4.4 Limites de détection

Les limites de détection des 177 étoiles ont été calculées par N. Meunier par la méthode LPA (*cf* sous-section 3.2 du Chapitre 3, Meunier et al. (2012); Borgniet et al. (2017)). Elles ont été déterminées pour les périodes comprises entre 1 et 1000 jours et pour les masses comprises entre 1 et $80 M_{\text{Jup}}$. J’ai choisi cet intervalle de période afin de pouvoir comparer les résultats de cette analyse avec mes précédentes analyses des

relevés HARPS YNS et SOPHIE YNS, mais il faut garder à l'esprit que seule une minorité des étoiles de l'échantillon ont une base de temps supérieure à 1000 jours.

J'ai ensuite déterminé la complétude (*search completeness*) $C(m_p \sin i, P)$, du relevé à partir de ces limites de détection. Tout comme pour l'analyse combinée des deux précédents relevés, la limite de détection d'une étoile est considérée comme infinie pour les périodes supérieures à sa base de temps lors la détermination de la complétude. On estime ainsi que l'on n'a aucune contrainte sur un compagnon dont la période est supérieure à la base de temps. J'ai fait ce choix, car le faible nombre de spectres par étoile de l'échantillon couplé à la forte activité des étoiles le composant, rend difficile l'échantillonnage du signal d'un compagnon de période supérieure à la base de temps. Ensuite, comme pour l'analyse des relevés précédents, j'ai exclu de ce calcul de complétude les étoiles pour lesquelles un compagnon avec une période dans la plage considérée a été découverte avec certitude lors des relevés : HD 113337 et HD 149790. Je n'ai pas pris en compte la potentielle planète HD 145467 b, car je ne considère pas sa mise en évidence comme assez robuste.

La complétude obtenue est présentée sur la Figure 2.26. Elle est un peu moins bonne que pour la combinaison des deux autres relevés seulement. Cela vient du fait que les étoiles du relevé Sco-Cen ont un nombre de spectres et une base de temps plus faible que celles des deux autres relevés, en plus de présenter une plus forte activité. Malgré cela, la dégradation de la complétude reste faible. Seules 60% des étoiles ont des limites de détection inférieures à $1 M_{\text{Jup}}$ pour les périodes inférieures à 10 jours (contre 70% précédemment) et 40% comportent des limites de détection inférieures à $5 M_{\text{Jup}}$ pour les périodes inférieures à 1000 jours (contre 50% précédemment). La dégradation de la fonction de complétude (*search completeness function*) C_D est aussi faible, cette dernière est supérieure à 70% pour les sous-échantillons AF et FK (*cf* Table 2.5), contre au-dessus de 75% précédemment. Or, l'échantillon Sco-Cen représente un tiers des étoiles de l'échantillon total. Cela signifie que la majorité des étoiles Sco-Cen ont des limites de détection comparables à celles des étoiles des autres relevés.

4.5 Taux d'occurrence des compagnons

J'ai ensuite déterminé les taux d'occurrence des super-Jupiters ($M_c \sin i$ [1; 13] M_{Jup}) et des naines brunes ($M_c \sin i$ [13; 80] M_{Jup}) autour des étoiles jeunes avec la méthode dite binomiale (*cf* Section 6.3 du Chapitre 1). J'ai calculé ces taux d'occurrence pour les intervalles de périodes de 1-10, 10-100, 100-1000 et 1-1000 jours pour l'échantillon total et pour les trois sous-échantillons AF, FK et M. Pour les intervalles où aucun compagnon n'a été détecté, seule une limite supérieure du taux d'occurrence a pu être calculée.

Je présente ces taux d'occurrence dans la Table 2.5 et je compare les taux d'occurrence des super-Jupiters et des naines brunes des sous-échantillons AF et FK sur la Figure 2.27.

Le taux d'occurrence des super-Jupiters est de $0.7_{-0.2}^{+1.6}$ %, pour les périodes comprises entre 1 et 1000 jours et celui des naines brunes est de $0.6_{-0.2}^{+1.4}$ %, sur ce même intervalle. Ces valeurs sont compatibles à 1σ avec celles estimées à partir de la combinaison des relevés HARPS YNS et SOPHIE YNS. Malgré une fonction de complé-

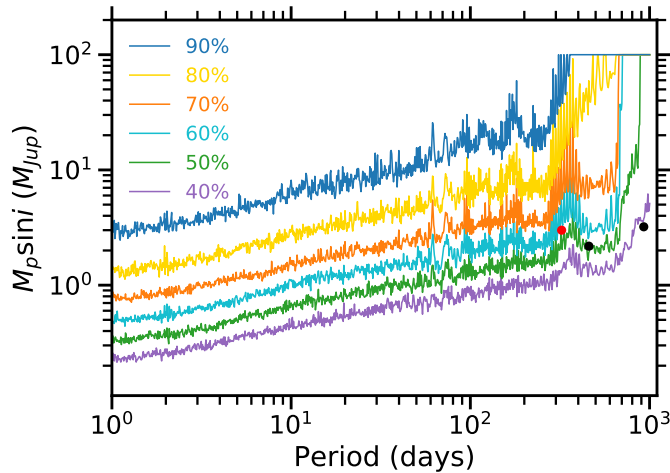


FIGURE 2.26 – Complétude (*Search completeness*) de l'échantillon combiné HARPS YNS, SOPHIE YNS et HARPS Sco-Cen. La complétude correspond, pour chaque période, au plus faible $M_c \sin i$ pour lequel $X\%$ des étoiles de l'échantillon ont une limite de détection inférieure à ce $M_c \sin i$. De bas en haut, les complétudes de 40% à 90%. La planète détectée lors du relevé SOPHIE YNS, HD 113337 b, est présentée par un point rouge, tandis que les planètes non-détectées lors de ce relevé, HD 128311 b et BD+20 1790 b, sont présentés par des points noirs.

tude plus basse, l'ajout d'un grand nombre d'étoiles (57) dans l'analyse statistique permet une meilleure estimation des taux d'occurrence. Par exemple, la taille des intervalles à 1σ et 2σ du taux d'occurrence des super-Jupiters pour les périodes comprises entre 1 et 1000 jours a été réduite de 23%.

4.6 Comparaison des résultats avec ceux des études sur des étoiles âgées

Avant de comparer les taux d'occurrence que j'ai estimés avec ceux des étoiles de la séquence principale plus âgées, il faut noter que malgré des limites de détection correctes pour des étoiles jeunes, la fonction de complétude de l'échantillon combiné reste moins bonne que celle des relevés effectués sur des étoiles plus âgées. Cela est notamment dû au fait que les étoiles plus âgées présentent un niveau d'activité plus faible que les étoiles jeunes. Lors de la comparaison des taux d'occurrence, il faut alors tenir compte du fait que des planètes ont pu être manquées lors des relevés que j'ai analysés, notamment pour les grandes périodes. Par exemple, seules 40% des étoiles de l'échantillon combiné ont des limites de détection inférieures à $6 M_{\text{Jup}}$ entre 100 et 1000 jours. Des super-Jupiter peu massives ont donc pu être manquées dans cet intervalle de période.

De plus, il faut tenir compte du fait qu'usuellement les limites de détections déterminées lors de grands relevés en vitesses radiales sont calculées en supposant une orbite circulaire. Cette hypothèse induit une sous-estimation des limites de détection et donc une sur-estimation de la complétude, ce qui induit une sous-estimation des barres d'erreurs des taux d'occurrences alors estimés. Cependant, on s'attend à ce

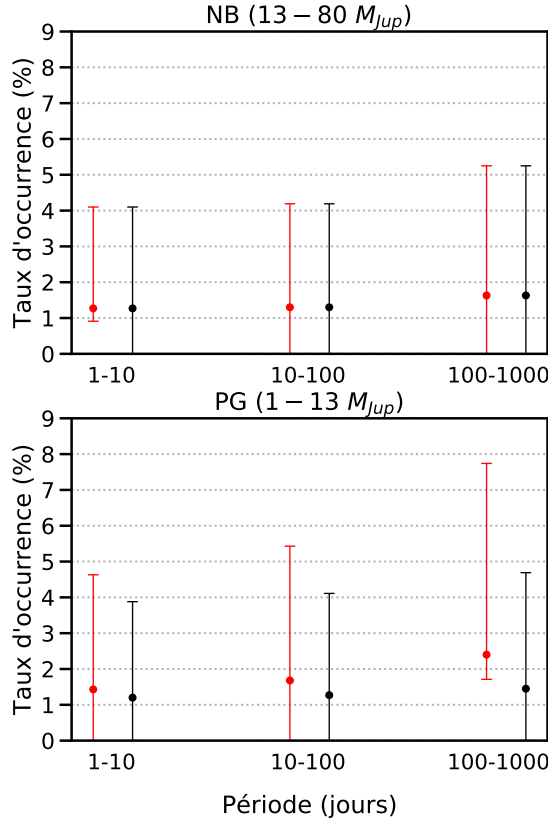


FIGURE 2.27 – Taux d’occurrence et leur intervalle à 1σ , des naines brunes (NB, $13 - 80 M_{Jup}$, *Haut*) et des super-Jupiters (SG, $1 - 13 M_{Jup}$, *Bas*), pour les intervalles de périodes de $1 - 10$, $10 - 100$ et $100 - 1000$ jours et pour le sous-échantillon AF (*Rouge*) et le sous-échantillon FK (*Noir*).

que cette sous-estimation des limites de détection soit faible (Borgniet et al. 2017).

J’ai adopté deux tests de statistiques pour comparer mes résultats avec ceux des relevés effectués sur les étoiles plus âgées, celui de la *p-value* et le test de comparaison de deux proportions (qui sont décrits en Annexe A). L’hypothèse nulle que j’ai adoptée pour ces tests, est que le taux d’occurrence des compagnons étudiés sont identiques pour les deux relevés qui sont comparés. Si ces tests sont réussis, alors l’hypothèse nulle peut être rejetée avec un niveau de confiance $1 - \alpha$, ce qui indique une différence statistique entre les populations comparées. Pour le test de *p-value*, j’ai pris $\alpha = 0.1$. J’ai choisi ce critère peu strict en raison de la taille limitée de l’échantillon statistique étudié. Ce test est donc juste un indicateur, afin de repérer les tendances qui se dégagent de l’analyse. Si ce test est validé, cela signifie qu’il y a sûrement une différence statistique entre les deux échantillons étudiés, qui nécessite ensuite d’être confirmée.

super-Jupiters

Dans cet échantillon combiné, une seule super-Jupiter a été détectée et confirmée avec une période inférieure à 1000 jours, HD 113337 b. Aucune Jupiter chaude n’a été détecté avec certitude dans cet échantillon. En dehors de notre candidate HD

TABLE 2.5 – Taux d’occurrence autour des étoiles jeunes des super-Jupiters (SG, $M_c \sin i \in [1, 13] M_{\text{Jup}}$) et des naines brunes (NB, $M_c \sin i \in [13, 80] M_{\text{Jup}}$). Les résultats de l’ensemble de l’échantillon sont présentés avec une graphie normale, tandis que ceux des sous-échantillon AF, FK et M sont respectivement présentés en gras, en italique et en gras et italique.

$M_c \sin i$	Période	$B - V$	Search complétude	Compagnons détectés dans l’intervalle	Compagnons ratés dans l’intervalle (limite supérieure)	Taux d’occurrence (%)	Intervalle de confiance	
(M_J)	(jours)		C (%)				1σ (%)	2σ (%)
1-13 (GP)	1-10	all	92	0	0.1	<0.6	0-2.0	0-3.5
		[-0.05 : 0.52[87	0	0.1	<1.5	0-4.7	0-8.0
		[0.52 : 1.33[<i>96</i>	<i>0</i>	<i>0.0</i>	<i><1.2</i>	<i>0-3.9</i>	<i>0-6.6</i>
	≥ 1.33	99	0	0.0	<11.2	0-29.7	0-45.6	
1-13	1-100	all	88	0	0.1	<0.7	0-2.1	0-3.6
		[-0.05 : 0.52[80	0	0.2	<1.6	0-5.1	0-8.6
		[0.52 : 1.33[<i>93</i>	<i>0</i>	<i>0.1</i>	<i><1.2</i>	<i>0-4.0</i>	<i>0-6.8</i>
	≥ 1.33	97	0	0.0	<11.5	0-30.4	0-46.6	
1-13	1-1000	all	81	1	0.2	0.7	0.5-2.3	0.2-4.0
		[-0.05 : 0.52[71	1	0.4	1.8	1.3-5.8	0.4-9.7
		[0.52 : 1.33[<i>88</i>	<i>0</i>	<i>0.1</i>	<i><1.3</i>	<i>0-4.2</i>	<i>0-7.1</i>
	≥ 1.33	89	0	0.1	<12.5	0-33.0	0-50.7	
13-80 (BD)	1-10	all	99	1	0.0	0.6	0.4-1.9	0.1-3.2
		[-0.05 : 0.52[147	1	0.0	1.3	0.9-4.2	0.3-7.0
		[0.52 : 1.33[<i>96</i>	<i>0</i>	<i>0.0</i>	<i><1.2</i>	<i>0-3.9</i>	<i>0-6.6</i>
	≥ 1.33	100	0	0.0	<11.1	0-29.4	0-45.2	
13-80	1-100	all	97	1	0.0	0.6	0.4-1.9	0.1-3.3
		[-0.05 : 0.52[97	1	0.0	1.3	0.9-4.2	0.3-7.1
		[0.52 : 1.33[<i>97</i>	<i>0</i>	<i>0.0</i>	<i><1.2</i>	<i>0-3.8</i>	<i>0-6.5</i>
	≥ 1.33	100	0	0.0	<11.2	0-29.5	0-45.3	
13-80	1-1000	all	92	1	0.1	0.6	0.4-2.0	0.1-3.5
		[-0.05 : 0.52[91	1	0.1	1.4	1.0-4.5	0.3-7.6
		[0.52 : 1.33[<i>94</i>	<i>0</i>	<i>0.1</i>	<i><1.2</i>	<i>0-4.0</i>	<i>0-6.7</i>
	≥ 1.33	94	0	0.1	<11.8	0-31.4	0-48.1	

145467 b, il est peu probable que nous ayons manqué d’autres Jupiter chaudes, car 60% des étoiles de l’échantillon ont des limites de détection inférieures à $1 M_{\text{Jup}}$ entre 1 et 10 jours et 80% ont des limites de détection inférieures à $3 M_{\text{Jup}}$ sur cet intervalle.

Pour les étoiles AF le taux d’occurrence des super-Jupiters est de $1.8^{+4.0}_{-0.5}$ % pour les périodes comprises entre 1 et 1000 jours, ce qui est inférieur mais compatible à 1σ avec le taux d’occurrence de $3.7^{+2.8}_{-1.1}$ % estimé par Borgniet et al. (2019) autour des étoiles AF plus âgées et sur le même intervalle de période. La p -value est de 15^{+11}_{-12} % et le test de comparaison de deux proportions n’est validé qu’avec un niveau de confiance de 83% (et seul le critère le moins strict de ce test, $n > 30$, est validé). On ne peut pas conclure en un déficit de super-Jupiters de faibles séparations autour des étoiles AF jeunes. Il faut d’ailleurs noter que le relevé de Borgniet et al. (2019) comporte des étoiles en commun avec le relevé SOPHIE YNS et qu’il y a donc un chevauchement dans les âges des deux relevés. Un échantillon plus conséquent d’étoiles jeunes de type AF est nécessaire pour déterminer si cette différence de taux d’occurrence est significative ou non.

Pour les étoiles FK, j'avais noté lors de mon analyse combiné des relevés HARPS YNS et SOPHIE YNS, qu'il était possible que le taux d'occurrence des super-Jupiters de périodes comprises entre 1 et 1000 jours soit plus faible pour les étoiles jeunes que pour les étoiles de la séquence principale plus âgées. Cependant, cette différence n'était significative qu'avec un niveau de confiance de 90%, au vu des barres d'erreurs sur ces taux d'occurrence. Le relevé Sco-Cen n'apporte que peu d'étoiles FK, ce qui rend difficile la confirmation de cette observation avec un plus haut niveau de confiance. La limite supérieure du taux d'occurrence de ces planètes est désormais estimé à $1.3_{-1.3}^{+2.9}$ (contre $1.4_{-1.4}^{+3.1}$ précédemment), ce qui est plus faible, mais toujours compatible à 1σ , avec le taux d'occurrence estimé autour des étoiles plus âgées, qui est de $4.3 \pm 1\%$ (Cumming et al. 2008). La *p-value* est de $2_{-1}^{+3}\%$ (contre $3_{-2}^{+4}\%$ précédemment). Le taux d'occurrence de ces planètes autour des étoiles de type solaire a aussi été estimé par la méthode des transits à $4.6 \pm 0.6\%$, pour les périodes inférieures à 400 jours (Santerne et al. 2016). La *p-value* est de $2 \pm 1\%$. On observe donc un déficit de Super-Jupiters de faibles séparations autour des étoiles FK jeunes avec un niveau de confiance d'au moins 95%. Il reste donc 5% de chances que ce que l'on observe soit dû au hasard, ce qui n'est pas négligeable. On note d'ailleurs que la complétude de notre relevé est moins bon que ceux de Cumming et al. (2008) et Santerne et al. (2016), notamment pour les périodes comprises entre 100 et 1000 jours. Il se peut donc que nous ayons manqué des planètes dans cette gamme de périodes. On note d'ailleurs que les deux planètes du système HD128311 dont les périodes sont inférieures à 1000 jours ont été manquées lors du relevé SOPHIE YNS, à cause d'un faible nombre de données pour l'étoile. Il n'est pas exclu que d'autres planètes comme celles-ci aient été manquées. Un échantillon avec une meilleure complétude et un plus grand d'étoiles jeunes de type FK est nécessaire pour confirmer ce déficit.

Pour les Jupiter chaudes massives ($M_c \in [1; 13]M_{\text{Jup}}$, $P < 10$ jours) autour des étoiles FK, la limite supérieure du taux d'occurrence est estimée à $1.2_{-1.2}^{+2.7}\%$, ce qui est compatible avec les taux d'occurrence autour des étoiles plus âgées estimés à $1.2 \pm 0.2\%$ et $0.46_{-0.3}^{+0.3}\%$ par Marcy et al. (2005) et Cumming et al. (2008) respectivement. Aucune Jupiter Chaude massive n'a été découverte sur 87 étoiles, les *p-value* correspondantes sont de $35_{-5}^{+7}\%$ et $67_{-15}^{+20}\%$ respectivement. Il est possible que le taux d'occurrence de ces planètes soit identique entre les étoiles jeunes et âgées.

Dans mon analyse du relevé combiné HARPS YNS et SOPHIE YNS, j'avais mis en évidence une possible différence de taux d'occurrence des super-Jupiters entre les étoiles AF et FK, pour les périodes comprises entre 1 et 1000 jours. Cette différence n'était cependant pas significative au vu des barres d'erreurs sur ces taux d'occurrence. L'ajout du relevé Sco-Cen a permis d'équilibrer les sous-échantillons AF et FK qui comportent désormais 81 et 87 étoiles, respectivement. Le taux d'occurrence est de $1.8_{-0.5}^{+4.0}\%$ (contre $4.3_{-1.0}^{+9.1}\%$ précédemment) autour des étoiles AF et la limite supérieure du taux d'occurrence autour des étoiles FK est de $1.3_{-1.3}^{+2.9}$ (contre $1.4_{-1.4}^{+3.1}\%$ précédemment). Le taux d'occurrence autour des étoiles FK est toujours possiblement plus faible que celui autour des étoiles AF, mais l'écart est légèrement moins significatif qu'avant. En supposant les taux d'occurrence identiques entre les AF et FK jeunes, la *p-value* de la non-détection de ces planètes autour des 81 étoiles FK de l'échantillon est de $23_{-22}^{+12}\%$, contre $25_{-24}^{+13}\%$ précédemment. Par contre, le test

de comparaison de proportions n'est quant à lui pas validé. Rien n'indique que les populations comparées soient différentes.

Naines brunes

Une naine brune de faible séparation a été mise en évidence avec certitude sur l'ensemble du relevé combiné et le taux d'occurrence de ces objets est estimé à $0.6_{-0.2}^{+1.4}$ %, pour les périodes comprises entre 1 et 1000 jours. Ceci est en accord avec les relevés précédents, qui indiquent que les naines brunes de faibles séparations sont des objets rares (Grether & Lineweaver 2006; Sahlmann et al. 2011; Grieves et al. 2017; Jones et al. 2017; Borgniet et al. 2019).

La limite haute du taux d'occurrence de ces objets autour des étoiles FK jeunes est estimée à $1.2_{-1.2}^{+2.8}$ % sur cet intervalle de période. Ceci est en accord avec la limite haute estimée à 0.6% par Sahlmann et al. (2011) autour des étoiles de type solaire plus âgées et pour les périodes inférieures à 12 a. Cela est aussi en accord avec le taux d'occurrence de $\sim 0.56\%$ estimé par Grieves et al. (2017) pour les périodes inférieures à 300 jours autour des étoiles de type solaire plus âgées.

Par contre, le taux d'occurrence de ces objets autour des étoiles AF est estimé à $1.4_{-0.4}^{+3.1}$ % pour les périodes comprises entre 1 et 1000 jours, ce qui est supérieur, mais compatible à 1σ , avec la limite supérieure du taux d'occurrence de ces objets estimée par Borgniet et al. (2019) autour des étoiles de mêmes types plus âgées et sur le même intervalle de période : $0.5_{-0.5}^{+3.1}$ %. La probabilité que Borgniet et al. (2019) n'aient trouvé aucune naine brune sur 225 étoiles, sachant le taux d'occurrence estimé à partir de l'échantillon combiné, est de $4_{-4}^{+6}\%$. Le test de *p-value* est donc validé avec un niveau de confiance de 90%. Le test de comparaison de deux proportions n'est quant à lui validé qu'avec un niveau de confiance de 83% (et seul le critère le moins strict de ce test, $n > 30$, est validé). On ne peut pas conclure avec certitude que l'on observe une sur-abondance de naines brunes jeunes à faibles séparations. Cependant, il serait intéressant d'effectuer une analyse statistique sur un plus grand nombre d'étoiles jeunes afin de renforcer la robustesse de l'analyse.

5 Conclusion de mon analyse statistique

L'étude de cet échantillon combiné de 177 étoiles jeunes m'a permis de mettre en évidence 24 binaires (19 SB1, 5 SB2), dont au moins 13 qui n'étaient pas connues auparavant. J'en ai caractérisé 7 d'entre elles. J'ai aussi mis en évidence deux étoiles comportant une dérive en vitesses radiales pouvant provenir d'un compagnon sous-stellaire ($M_c < 80 M_{\text{Jup}}$). Enfin, j'ai mis en évidence une potentielle Jupiter chaude, une candidate de naine brune de faible période et une candidate de naine brune de forte période.

L'analyse statistique de cet échantillon d'étoiles jeunes de tout type spectral (A à M) m'a permis de montrer que la fréquence des super-Jupiters et des naines brunes de périodes inférieures à 1000 jours autour de ces étoiles est cohérente avec celle estimée autour des étoiles plus âgées et de même type spectral. Quel que soit l'âge des systèmes, les super-Jupiters dans cet intervalle de période sont rares, avec un taux d'occurrence de l'ordre du pour cent, tandis que les Jupiter chaudes et les naines

brunes sont encore plus rares, avec un taux d'occurrence inférieur au pour cent (*cf* Figure 2.28). On s'attendait à ce que cela soit le cas, car ces objets se forment au-delà de la plage de séparations sondée, mais cette intuition est désormais confirmée factuellement.

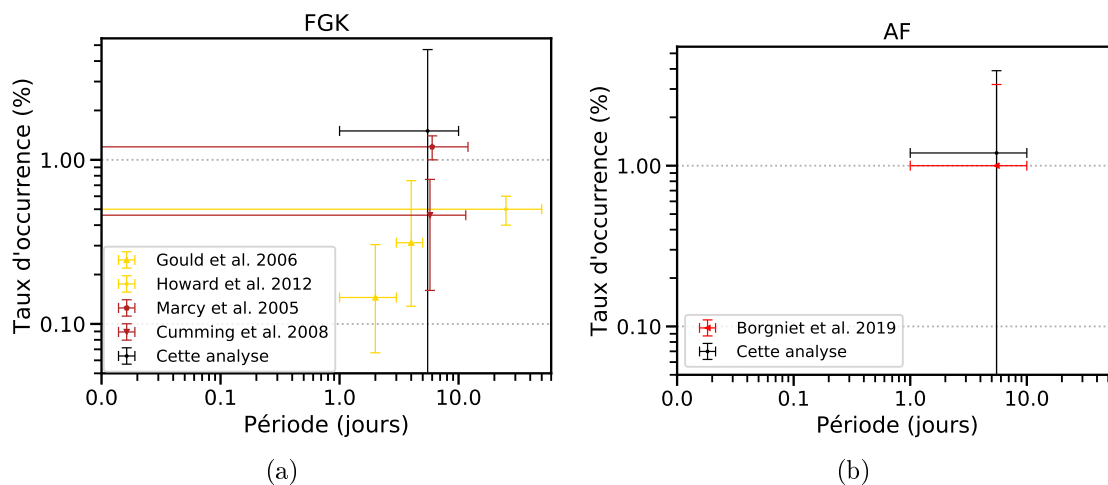


FIGURE 2.28 – Taux d'occurrence des Jupiters chaudes autour des étoiles de type FGK (a) et autour des étoiles de type AF (b), issus de mon analyse et de Gould et al. (2006); Howard et al. (2012); Marcy et al. (2005); Naef et al. (2005); Cumming et al. (2008); Mayor et al. (2011); Wright et al. (2012); Borgniet et al. (2017). Les taux d'occurrence estimés par la méthode des transits sont présentés en jaune et ceux estimés par la méthode des vitesses radiales sont présentés en rouge. Les taux d'occurrence estimés à partir de l'échantillon combiné des relevés HARPS YNS, SOPHIE YNS et HARPS Sco-Cen sont présentés en noir.

J'ai aussi mis en évidence un potentiel déficit de super-Jupiters de faibles séparations ($P < 1000$ jours) pour les étoiles jeunes de type FK en comparaison des étoiles de même type plus âgées et ce, avec un niveau de confiance de 95%. Cela pourrait indiquer que toutes les super-Jupiters de cet âge n'ont pas fini de migrer ou de se former. Confirmer cette observation permettra de poser des contraintes sur le temps typique de migration et de formation des planètes géantes autour de ces étoiles.

Chapitre 3

Couplage des méthodes de l'imagerie directe, des vitesses radiales, et d'astrométrie absolue

Sommaire

1	Intérêt du couplage	155
2	Couplage de l'imagerie directe, des vitesses radiales et de l'astrométrie absolue : analyse dynamique de systèmes individuels	158
2.1	Analyse bayésienne : MCMC	158
2.2	Élaboration du code de MCMC	163
3	Couplage de l'imagerie directe et des vitesses radiales : limites de détection	180
3.1	Limites de détection en imagerie directe : MESS	181
3.2	Limites de détection en vitesses radiales : la méthode LPA	182
3.3	Combinaison de l'imagerie directe et des vitesses radiales : MESS II	183
3.4	pyMESS	185
3.5	Ajout des contraintes astrométriques d'Hipparcos et Gaia : Intérêt	187

1 Intérêt du couplage

Coupler plusieurs méthodes de détection d'exoplanètes a un double intérêt. D'une part, cela permet d'étendre la plage de séparations sondée. D'autre part, cela permet d'accéder à des informations sur le compagnon que l'on n'aurait pas pu avoir en appliquant les différentes méthodes séparément, certaines étant complémentaires en termes de paramètres qu'elles peuvent contraindre.

Il est possible d'étudier les exoplanètes pour toutes les séparations en couplant seulement deux techniques, celle des vitesses radiales et celle de l'imagerie directe. En effet, ces deux méthodes se chevauchent en termes de séparations sondées, la

méthode des vitesses radiales sondant en dessous de 5 au typiquement et l'imagerie directe au-dessus. De plus, elles sont complémentaires dans les paramètres qu'elles sondent. L'imagerie directe permet de contraindre l'inclinaison de l'orbite, ce qui permet aux vitesses radiales de contraindre la masse dynamique du compagnon, inaccessible par imagerie directe. De son côté, la contrainte que les vitesses radiales donnent sur la phase permettent de lever la dégénérescence entre Ω et ω , ce qui permet d'obtenir une contrainte complète sur l'orientation de l'orbite.

Cependant, cette combinaison est un défi à mettre en place. L'instrumentation actuelle ne permet en effet que la découverte des planètes jeunes en imagerie directe. Ce couplage doit, par conséquent, s'effectuer sur des étoiles jeunes. Or ces dernières sont particulièrement difficiles à étudier en vitesses radiales, car elles présentent un $V \sin i$ plus élevé que leurs homologues plus âgées (Stauffer et al. 2016; Rebull et al. 2016; Gallet & Bouvier 2015), ainsi qu'un bruit stellaire plus élevé (Lagrange et al. 2013; Grandjean et al. 2020), qui provient soit de leur activité magnétique (taches), soit de pulsations.

Ainsi, par le passé, seules trois analyses statistiques ont été effectuées en couplant vitesses radiales et imagerie directe (Montet et al. 2014; Bryan et al. 2016, 2019). Elles se sont basées sur l'observation en imagerie directe d'étoiles comportant une dérive en vitesses radiales, ou un signal de planètes géantes ou de naines brunes de longue période, dont la période n'était pas déterminée. La non-détection de ces compagnons en imagerie directe a permis de contraindre leurs paramètres. Ainsi, les vitesses radiales donnent une limite basse sur la séparation et sur la masse du compagnon, tandis que l'imagerie directe permet d'exclure les hautes masses à forte séparation. Cette méthode a permis d'estimer le taux d'occurrence des planètes géantes jusqu'à 20 au (Montet et al. 2014; Bryan et al. 2016, 2019).

En second lieu, coupler ces deux techniques à celle de l'astrométrie présente des intérêts majeurs. Tout d'abord, de très grands relevés d'astrométrie ont été effectués sur un très grand nombre d'étoiles, ou sont en cours, afin de déterminer leurs distances par la méthode des parallaxes. Ainsi la majorité des étoiles jeunes présentent des mesures d'astrométrie, par les missions Hipparcos et Gaia notamment.

La mission Gaia atteindra une extrême précision, de l'ordre du μas en position et de l'ordre de 0.1 mas a^{-1} sur les vitesses propres. On estime que cette mission va permettre la détection de jusqu'à 20 000 nouvelles planètes géantes (Perryman et al. 2014). Ceci devrait arriver avec la publication des mesures de positions individuelles de la mission (IAD), lors de la quatrième publication des données (Gaia DR4).

Il est donc important de se préparer à l'utilisation de ces données. Pour cela, on peut exploiter les données de la mission Hipparcos ainsi que celles déjà publiées de Gaia, notamment leurs mesures de vitesses propres (*cf* Section 4.2.3). Les précisions de ces deux missions sur ces dernières est suffisante pour commencer à étudier les planètes géantes. Elles sont de l'ordre de 1 mas a^{-1} et 0.1 mas a^{-1} pour Hipparcos et Gaia respectivement, ce qui correspond à des vitesses sur le plan du ciel de l'ordre de 100 m s^{-1} et de 10 m s^{-1} respectivement, pour des distances de quelque dizaines de pc. Par comparaison, l'amplitude totale de la vitesse du mouvement réflexe d'une étoile de masse solaire et dont l'orbite est vue par le pôle est typiquement entre 200 m s^{-1} et 5 km s^{-1} lorsque le mouvement est induit par une Jupiter chaude massive

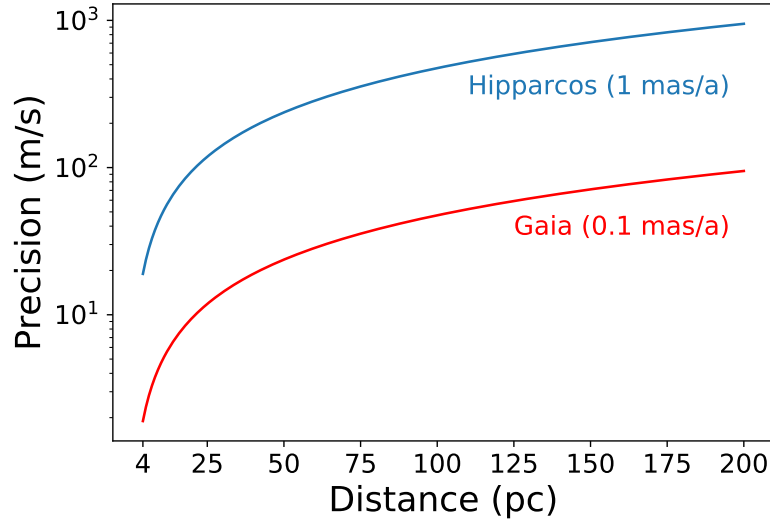


FIGURE 3.1 – Précisions sur les vitesses propres typique d’Hipparcos et de Gaia sur les étoiles que j’ai étudiées lors de ma thèse, projetées sur le ciel en fonction de la distance en pc.

($M_c \in [1; 13]M_{\text{Jup}}$, $p \in [1; 10]$ jours) et elle est typiquement entre 40 m s^{-1} et 500 m s^{-1} lorsqu’il est induit par une super-Jupiter ($M_c \in [1; 13]M_{\text{Jup}}$) de 1000 jours de période.

Coupler ces techniques à des mesures de photométrie serait intéressant pour de nombreuses raisons. En effet, la méthode des transits permet aussi d’étudier les faibles séparations, en plus de donner de fortes contraintes sur l’inclinaison du compagnon en cas de transit. Ensuite, cette technique donne une contrainte unique sur le rayon de la planète, qui couplée aux vitesses radiales ou à l’astrométrie absolue permet de contraindre la densité de la planète. Enfin, la photométrie permet aussi de caractériser l’activité de l’étoile hôte (taches, pulsations), ce qui est particulièrement utile dans la recherche de planètes en vitesses radiales autour des étoiles jeunes. Cependant, la couverture en séparations de la méthode des transits est moindre que celle des vitesses radiales et elle ne se recoupe pas avec celle de l’imagerie directe. Il n’était donc pas dans le cadre de ma thèse d’utiliser cette technique, bien qu’il serait intéressant de la coupler par la suite aux trois techniques précédemment citées.

De son côté, la technique des microlentilles gravitationnelles ne permet pas le suivi des planètes qu’elle détecte et elle ne peut pas être couplée aux techniques précédemment citées, car les distances où ces techniques et celle des microlentilles sont efficaces ne se recoupent pas.

Ma thèse s’est donc concentrée sur la combinaison de ces 3 techniques, vitesses radiales, imagerie directe et astrométrie absolue, sur deux objectifs, la détermination de limites de détection et l’étude dynamique de systèmes individuels. Pour cela l’élaboration de codes spécifiques a été nécessaire.

2 Couplage de l'imagerie directe, des vitesses radiales et de l'astrométrie absolue : analyse dynamique de systèmes individuels

Le couplage des techniques permet une étude plus approfondie des systèmes que l'on étudie. J'ai ainsi élaboré un code python permettant une telle analyse. Pour cela j'ai adopté une approche Bayésienne via la méthode de Monte-Carlo par chaines de Markov (*Markov chain Monte Carlo*, MCMC).

2.1 Analyse bayésienne : MCMC

Lorsque l'on étudie un système, on souhaite contraindre les paramètres du compagnon (paramètres orbitaux, masse etc.), à partir des données disponibles. Pour cela on utilise un modèle qui relie ces paramètres aux observables (vitesses radiales, astrométrie relative, etc., le but étant de déterminer les valeurs des paramètres du modèle qui permettent de coller au mieux aux observations. Il s'agit par définition d'un problème inverse.

Dans la pratique, ce problème inverse est souvent mal posé^a, c'est-à-dire que la solution n'est pas unique, plusieurs jeux de paramètres pouvant donner de bons résultats. Cela vient du fait que les mesures comportent des incertitudes et que le signal du compagnon n'est pas toujours parfaitement échantillonné, ainsi un ou plusieurs ensembles de solutions dégénérées existe.

Balayer tout l'espace des paramètres pour isoler les meilleures solutions serait trop coûteux en temps de machine pour être applicable. Il faut donc utiliser une approche plus efficace.

L'inférence bayésienne est une approche adaptée à ces problèmes inverses mal posés. Elle consiste à déterminer la distribution de probabilité conditionnelle, dite distribution de probabilité à posteriori (posterior), de chaque paramètre d'un modèle, à partir de données et de suppositions à priori (priors) sur ces paramètres. Ces posteriors représentent l'ensemble des valeurs les plus probables que peuvent avoir les paramètres du modèle, selon les données disponibles. Il existe de nombreuses méthodes d'inférences bayésiennes. J'ai choisi d'appliquer l'approche du MCMC.

Principe du MCMC

Le principe du MCMC consiste à faire évoluer des vecteurs de paramètres de façon pseudo-aléatoire, afin d'échantillonner les distributions de probabilité à posteriori de ces paramètres. Ces vecteurs, aussi appelés marcheurs, comportent une valeur pour chaque paramètre du modèle utilisé. Les étapes d'un MCMC sont généralement les suivantes :

- On initialise d'abord les valeurs des marcheurs.

^a. Un problème bien posé étant un problème pour lequel : une solution existe, la solution est unique et la solution dépend de façon continue des données. Si un problème ne valide pas tous ces critères, alors il s'agit d'un problème mal posé

- On tire de façon pseudo-aléatoire une nouvelle valeur pour chaque paramètre de chaque marcheur (ce changement de valeurs est usuellement appelé "saut"). Ces nouvelles valeurs sont ensuite acceptées individuellement ou globalement, en fonction de l'algorithme choisi pour le MCMC, selon une certaine probabilité. Cette probabilité dépend de l'amélioration du χ^2 du modèle pour ces nouvelles valeurs, par rapport aux précédentes, ainsi que de l'amélioration de la probabilité a priori (prior) avec ces nouveaux paramètres. Le tirage de ces nouvelles valeurs ainsi que la détermination de leur probabilité d'acceptation dépend de l'algorithme choisi pour le MCMC.
- L'étape précédente est ensuite répétée jusqu'à ce qu'un critère d'arrêt soit atteint. Finalement, les posteriors des paramètres sont évalués à partir de l'ensemble des variations de ceux-ci parmi toutes les marches sur l'ensemble du MCMC.

Il existe de nombreux algorithmes de saut et de détermination de probabilité d'acceptation de saut. Ce qu'il y a de commun entre ces algorithmes est que cette probabilité est déterminée à partir de la distribution de probabilité a priori (priors) des paramètres, ainsi que de la fonction de vraisemblance des paramètres (qui évalue la probabilité d'un jeu de données compte tenu des paramètres du modèle). La forme des priors est choisie avant l'exécution du MCMC et la fonction de vraisemblance dépend de l'évaluation du χ^2 du modèle par rapports aux observables, pour les valeurs du marcheur. Elle est opposée en signe avec le χ^2 , son maximum correspond donc au minimum du χ^2 . À chaque saut on évalue le produit du prior et de la fonction de vraisemblance pour les nouveaux paramètres du marcheur et on compare ce dernier à sa valeur avant le saut. S'il est plus élevé, alors la probabilité d'acceptation du saut est élevée et ce de façon proportionnelle. L'algorithme le plus utilisé pour déterminer cette probabilité est l'algorithme *Metropolis-Hasting* (Metropolis & Ulam 1949; Metropolis et al. 1953; Hastings 1970; Hogg et al. 2010).

En général, si les observables permettent de bien contraindre les paramètres du modèle, alors le prior a un faible impact sur la probabilité d'acceptation du saut, qui dépendra surtout de l'évaluation du χ^2 . Les priors servent donc surtout à restreindre l'espace de recherche du MCMC là où les données ne donnent pas suffisamment de contraintes.

Les valeurs des paramètres des marcheurs se dirigent ainsi vers les valeurs qui permettent d'ajuster au mieux le modèle sur les données, tandis que l'acceptation aléatoire des sauts des marcheurs permet aussi d'évaluer des jeux de paramètres qui ajustent moins bien le modèle aux données. D'une part, cela permet d'éviter que les marcheurs se coincent dans un minimum local du χ^2 et d'autre part cela permet d'échantillonner l'ensemble des posteriors.

Convergence

Le résultat d'un MCMC est pertinent uniquement si celui-ci a convergé. C'est-à-dire si la solution obtenue est stable et si les marcheurs ont correctement échantillonné les posteriors (un exemple de marcheurs ayant convergé est présenté en Figure 3.2a). Cette convergence se fait en deux temps. En premier lieu, les marcheurs trouvent très vite l'espace probable des paramètres (~ 1000 itérations), c'est

ce qu'on appelle le *burn-in* (cf Figure 3.2d). Il faut ensuite un grand nombre d'itérations pour que les marcheurs échantillonnent les posteriors. Le nombre d'itérations nécessaires pour cette convergence dépend de nombreux paramètres. Plus le nombre de marcheurs est élevé, plus l'échantillonnage complet des posteriors est rapide. De plus, plus le modèle est pertinent par rapport aux données, plus la convergence pourra être rapide. Au contraire, des données peu contraignantes ou incohérentes entre elles rendront le MCMC difficile à converger.

Il peut arriver que certains marcheurs du MCMC ne trouvent pas l'espace probable des paramètres lors du *burn-in*, ce qui empêche la convergence. Ces marcheurs sont alors dans une zone correspondant à un χ^2 élevé, ce qui fait que la majorité de leurs sauts ne permettent pas d'améliorer le χ^2 de façon significative. Il est alors difficile pour ces marcheurs de se diriger vers l'espace probable des paramètres par sauts successifs. Seul un coup de chance peut leur permettre de faire un saut dans un espace de paramètres où le χ^2 est plus bas, suffisamment bas pour qu'ils puissent se diriger vers cet espace probable des paramètres par la suite. Je désigne alors ces marcheurs comme étant "perdus", car il leur faut un très grand nombre d'itérations pour qu'ils convergent vers l'espace probable des paramètres. Un exemple de marcheurs "perdus" est présenté en Figure 3.2c. Plus un posterior est piqué, plus la zone de faible probabilité est grande et plus le risque d'avoir des marcheurs "perdus" est grand.

Si le MCMC n'a pas encore convergé, alors les résultats peuvent être biaisés, voir erronés. Malheureusement, on ne peut pas garantir qu'un MCMC ait convergé, on peut seulement déterminer s'il n'a pas encore convergé. Pour cela, on utilise des critères numériques appelés critères de convergence. S'ils ne sont pas validés, alors on peut garantir que le MCMC n'a pas convergé. On fait alors tourner le MCMC tant que ces critères ne sont pas validés. Le nom de ces critères est par contre trompeur, car le fait qu'ils soient validés ne garantit pas que le MCMC ait convergé. Pour minimiser le temps de calcul on arrête le MCMC dès que les critères sont validés, bien qu'il reste encore une faible chance que le MCMC n'ait pas encore convergé.

Le critère de convergence le plus couramment utilisé est le test de Gelman-Rubin. Celui-ci consiste à évaluer le rapport R entre la variance moyenne des marcheurs et la variance inter-marcheur moyenne. Si le MCMC a convergé, alors ce rapport est proche de 1. En effet, l'ensemble des marcheurs évoluent dans le même espace de paramètres (autour des maxima des posteriors), la variance entre les marcheurs est donc similaire à la variance des marcheurs. Au contraire, si certains marcheurs n'ont pas encore convergé vers le maximum du posterior, alors ils se déplacent dans un espace de paramètre éloigné des autres. La variance entre les marcheurs est donc plus élevée que la variance des marcheurs. On stoppe un MCMC en général lorsque $R < 1.1$ pour tous les paramètres du modèle. Cela permet de s'assurer que la variation entre les marcheurs est identique à la variation des marcheurs à 10% près. Une valeur de R plus proche de 1 peut être choisie comme critère d'arrêt, afin que le critère de convergence soit plus strict.

Choix des priors

Avant de lancer un MCMC, il faut choisir les priors des paramètres à partir des informations a priori que l'on a sur le problème. Ce choix est important si les données

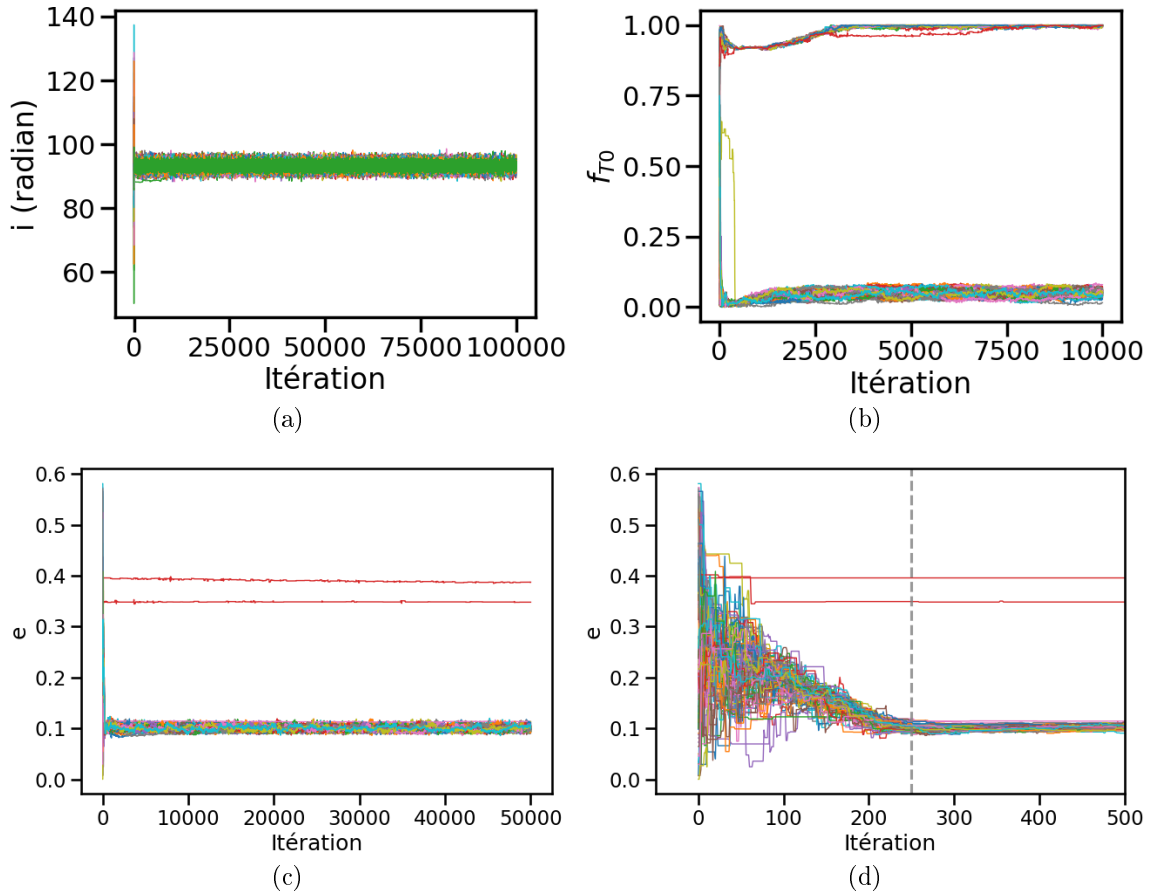


FIGURE 3.2 – Évolution de la valeur d'un paramètre en fonction des itérations pour plusieurs marcheurs. Les valeurs de chaque marcheur sont présentées par une couleur différente. (a) : Exemple issu d'un MCMC ayant convergé. (b) : Exemple issu d'un MCMC n'ayant pas convergé. Ici les marcheurs se sont coincés contre la borne supérieure du prior située à une valeur de 1. Celle-ci est trop proche d'un des modes du postérieur situé aux alentours de 1.05. (c) : Exemple issu d'un MCMC n'ayant pas convergé, deux marcheurs (en rouge) sont "perdus". (d) Zoom de la figure (c), la fin du *burn-in* est située par une ligne en tirets verticale.

ne contraignent pas suffisamment les paramètres du modèle choisi.

En général, on choisit des priors selon une loi uniforme, car on ne connaît pas a priori les valeurs les plus probables des paramètres. On peut cependant poser des bornes à ces priors, de façon à ce que la probabilité d'acceptation de saut soit nulle en dehors de celles-ci. Cela permet de restreindre l'espace des paramètres balayé par le MCMC et de rendre ainsi la convergence plus rapide. Cependant, des bornes mal placées peuvent empêcher la convergence. En effet, si une borne est située à un endroit où le χ^2 baisse en direction de celle-ci, alors les marcheurs finiront coincés contre cette dernière. En effet, la pente du χ^2 mène les marcheurs contre cette borne, qu'ils ne peuvent pas franchir. Un exemple d'un tel cas est présenté en Figure 3.2b et 3.4b.

Si l'on a un a priori plus fort sur un paramètre, on peut décrire un prior selon une

autre loi de probabilité (gaussienne, etc.). Mais cela doit être fait avec précaution, afin de ne pas biaiser les résultats.

Résultats

La sortie du MCMC est l'ensemble des variations des marcheurs au cours de celui-ci.

On peut étudier l'évolution des marcheurs pour un paramètre et en déduire son posterior. Si un seul ensemble de solutions permet d'ajuster le modèle aux données, alors les posteriors sont, en général, des gaussiennes centrées sur la valeur optimale des paramètres. Mais ce n'est pas toujours le cas. Il peut en effet exister plusieurs ensembles de solutions qui donnent des résultats équivalents pour un problème. Dans ce cas, les posteriors comportent plusieurs maxima et ils sont dits multi-modaux (*cf* Figure 3.4).

Il est ensuite possible de donner une estimation de la valeur des paramètres à partir de ces posteriors et d'y estimer des barres d'erreurs quand cela est possible. Si le posterior d'un paramètre est mono-modal et que sa médiane correspond à son maximum, alors on prend cette dernière comme estimation du paramètre. On détermine ensuite les barres d'erreurs sur cette estimation à partir de l'écart entre la médiane du posterior et les limites du domaine comportant 68% des solutions du posterior autour de cette médiane (dans le cas d'un posterior gaussien, ce domaine correspond au domaine à 1σ). Si la médiane du posterior ne correspond pas à son maximum et que le posterior est mono-modal, alors on doit se contenter de présenter les bornes du domaine comportant 68% des solutions autour de la médiane du posterior. La majorité des solutions sont alors situées à l'intérieur de ce dernier.

Dans la suite de ce manuscrit, lors de la présentation de l'estimation des valeurs des paramètres par un MCMC, je présenterai toujours les incertitudes, ou les bornes de ces valeurs, déterminées à partir des domaines comportant 68% des solutions autour de la médiane des posteriors et je désignerai ces derniers "domaines à 1σ ".

On peut aussi étudier la variation des marcheurs d'un paramètre en fonction de leurs variations pour un autre paramètre. Ces distributions 2D permettent d'étudier les éventuelles corrélations entre les paramètres du modèle choisi. Si la distribution 2D d'un paramètre en fonction d'un autre suit une droite, alors les deux paramètres sont corrélés linéairement. Si elle a la forme d'un croissant, alors la corrélation des deux paramètres est de nature différente (loi de puissance etc.). Des exemples de ces corrélations sont présentés sur la Figure 3.3.

La forme des posteriors n'a qu'un aspect qualitatif et indique quelles sont les valeurs les plus probables des paramètres pour un jeu de données et un modèle donné. Seule la comparaison qualitative des posteriors issus de MCMC différents est pertinente. Et, bien que les résultats d'un MCMC soient propres au modèle choisi ainsi qu'aux données utilisées, ceux-ci sont indépendants, en théorie, du choix des priors et de l'algorithme de détermination de la probabilité d'acceptation de saut.

On note aussi que le jeu des paramètres correspondant aux maxima des posteriors de chaque paramètre à la sortie d'un MCMC n'est pas nécessairement le jeu de paramètres qui minimise le mieux le χ^2 .

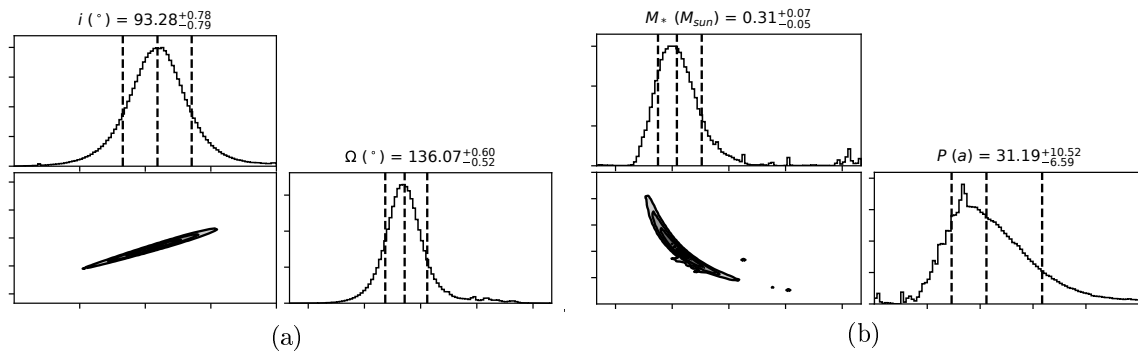


FIGURE 3.3 – Exemple de distributions 2D présentant une corrélation entre deux paramètres. Chaque sous-figure présente en haut et à droite les posteriors des paramètres et au centre la distribution des solutions d’un paramètre en fonction de l’autre. (a) Exemple de corrélation linéaire entre les paramètres i et Ω . Ces deux angles caractérisent l’orientation de l’orbite d’un compagnon. (b) Exemple de corrélation en loi de puissance entre M_* et P . Ces deux paramètres sont reliés par la troisième loi de Kepler : $M_* \propto T^{-2}$.

2.2 Élaboration du code de MCMC

J’ai élaboré un code de MCMC permettant de contraindre les paramètres orbitaux, ainsi que la masse, de compagnons, à partir de mesures de vitesses radiales, d’astrométrie relative ainsi que de positions et vitesses propres d’Hipparcos et Gaia. J’ai écrit ce code en python et je l’ai basé sur la version 2.2.1 du paquet *emcee* (Foreman-Mackey et al. 2013; Goodman & Weare 2010)^b.

Les résultats obtenus avec ce code sont présentés dans le Chapitre 4 ainsi que dans mon article Grandjean et al. (2019).

Mon code est scindé en deux parties. La première permet l’exécution du MCMC. Elle prend en entrée les fichiers de données et elle renvoie les résultats du MCMC. La seconde permet de lire les résultats de la partie précédente, afin de les présenter via des graphiques. Afin d’obtenir un code fonctionnel rapidement pour chaque cas de figure abordé, j’ai choisi d’écrire un couple de code d’exécution et de lecture de résultats par modèle utilisé, mais la base de chacun de ces couples leur est commune.

2.2.1 Base du MCMC : le paquet python *emcee*

Pour l’élaboration de mon code de MCMC, j’ai utilisé le paquet python *emcee* (Foreman-Mackey et al. 2013), qui est basé sur l’*affine-invariant ensemble sampler for Markov chain Monte Carlo (MCMC)* proposé par Goodman & Weare (2010). Il repose sur l’algorithme *parallel stretch move*^c. Sa différence principale avec l’algorithme *Metropolis-Hasting* est que les marcheurs du MCMC sont divisés en deux groupes. Les nouvelles valeurs d’un marcheur d’un groupe sont tirées parmi les valeurs des marcheurs de l’autre groupe à la même itération.

^b. La version 3.0 a été rendue disponible à la fin de ma thèse en automne 2019, je ne l’ai pas utilisée.

^c. Depuis la version 3 du paquet *emcee*, il est possible d’adopter d’autres algorithmes.

Ce paquet repose sur l'utilisation d'un grand nombre de marcheurs (en général une centaine) et d'un faible nombre d'itérations (de l'ordre de $10^4 - 10^5$ généralement). Il est donc coûteux en terme de machine, mais son temps d'exécution total est court. Il s'agit d'un choix fait par l'équipe de développement du paquet python, mais l'approche inverse est tout aussi viable^d : utiliser un faible nombre de marcheurs sur un grand nombre d'itérations. Cette autre approche est moins coûteuse en termes de machine, mais elle est plus longue à faire tourner. Ces deux approches permettent un bon échantillonnage des posteriors.

Pour utiliser *emcee* il faut d'abord configurer le MCMC. Pour cela on utilise la classe *EnsembleSampler* du paquet. Celle-ci prend en entrée le nombre de marcheurs voulus n_w , le nombre de dimensions n_{dim} , soit le nombre de paramètres du modèle choisi et enfin la fonction *lnprob*. Cette dernière prend en entrée les valeurs des paramètres du modèle et renvoie la somme du logarithme népérien du prior et du logarithme népérien de la fonction de vraisemblance, correspondant à ces valeurs. Elle est utilisée par l'*EnsembleSampler* pour évaluer la probabilité d'acceptation de saut des marcheurs.

J'ai décomposé cette fonction en deux fonctions, *lnprior* et *lnlike*. La première prend en entrée les valeurs des paramètres et renvoie le logarithme népérien du prior. La deuxième prend en entrée les valeurs des paramètres, les observables, ainsi que les constantes utilisées par le modèle (constantes fondamentales et caractéristiques de l'étoile hôte). Elle évalue le χ^2 du modèle utilisé par rapport aux observables, pour ces valeurs de paramètres. La fonction de vraisemblance a la forme suivante : $\exp\{-\frac{1}{2}\chi^2\}$, la fonction *lnlike* renvoie donc $-\frac{1}{2}\chi^2$.

Le fonctionnement de ces deux fonctions est le même quel que soit le modèle utilisé. Mais elles doivent être modifiées à chaque changement de modèle. C'est pourquoi j'ai choisi d'écrire un code par modèle.

L'exécution du MCMC se fait par la fonction *sample* d'*EnsembleSampler*. Elle prend en entrée le nombre d'itérations voulues n_{it} , ainsi les valeurs initiales des paramètres de chaque marcheur. Cela se fait via une matrice de taille (n_w, n_{dim}) . Cette fonction alloue une matrice *EnsembleSampler.chain* de taille (n_w, n_{it}, d_{dim}) , dans laquelle seront stockées les valeurs de chaque marcheur pour chaque itération du MCMC.

J'ai écrit une fonction *save_mcmc* qui sauvegarde dans un fichier binaire les éléments *chain*, *acceptance_fraction* et *get_autocorr_time* d'*EnsembleSampler*. Pour cela, elle utilise la fonction python *dump* de la classe *Pickler* du paquet python *pickle*. Le premier est la matrice comportant l'ensemble des valeurs de chaque marcheur dans tout le MCMC et les deux autres sont les valeurs des critères de convergences en fin de MCMC.

Cas des posteriors multi-modaux : PT-MCMC

Les marcheurs d'*EnsembleSampler* ne sont pas complètement indépendants les uns des autres, cette classe n'est donc pas adaptée à l'échantillonnage de posteriors

^d. À condition bien entendu de choisir des fonctions de saut et d'acceptation de saut adaptées à cette approche.

multi-modaux.

Dans ces cas, pour la version d'*emcee* que j'utilise, il convient d'utiliser un *Parallel-Tempering Ensemble MCMC* (PT-MCMC), via la classe *PTSampler* d'*emcee*^e. Un PT-MCMC consiste à faire évoluer n_T groupes de n_w marcheurs. Chaque groupe de marcheur est nommé température. Certaines températures évoluent là où la fonction de vraisemblance est la meilleure (températures chaudes), soit au niveau des maxima des posteriors, tandis que d'autres évoluent là où la fonction de vraisemblance est moins bonne (températures froides), soit aux alentours des maxima. À intervalles réguliers, une fraction des marcheurs chauds sera échangée avec les marcheurs froids. Cela permet de bien échantillonner l'ensemble des posteriors. En somme le PT-MCMC consiste en n_t MCMC semi-indépendants lancés en parallèles.

Quand les posteriors étaient multi-modaux, j'ai utilisé la classe *PTSampler* du paquet *emcee* au lieu de la classe *EnsembleSampler*. Le fonctionnement de ces deux classes sont similaires, excepté que *PTSampler* prend en entrée les fonctions *lnprior* et *lnlike* au lieu de *lnprob*.

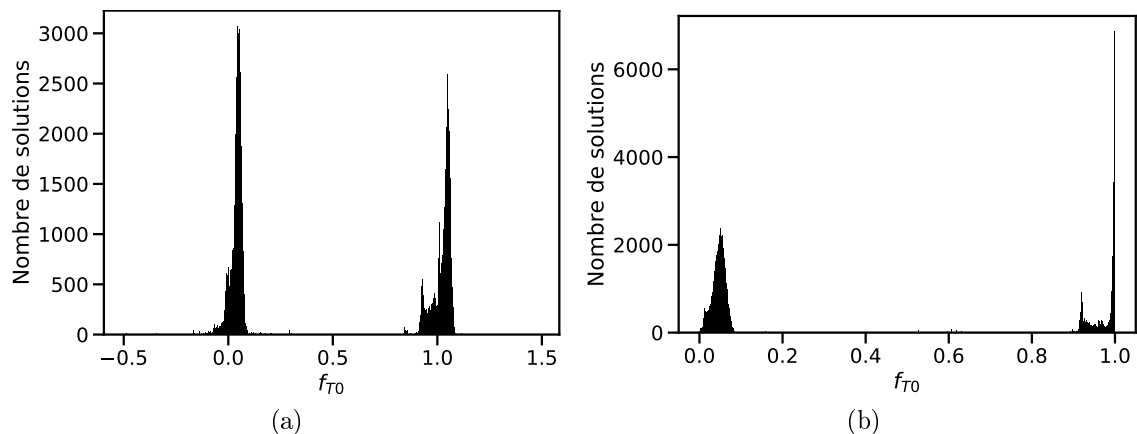


FIGURE 3.4 – (a) Exemple d'un posterior multi-modal échantillonné avec la classe *PTSampler* d'*emcee*. Le second mode, dont le maximum est situé autour de 1.05, n'est pas parfaitement échantillonné par celle-ci. (a) Le même posterior, mais mal échantillonné, à cause de la borne supérieure du prior qui est mal placée (à une valeur de 1). Les marcheurs se sont coincés contre celle-ci.

Critères de convergence

Les marcheurs d'*emcee* n'étant pas indépendants, le test de Gelman-Rubin n'est pas pertinent pour évaluer la convergence d'un MCMC basé sur ce paquet python.

Foreman-Mackey et al. (2013) recommandent alors d'utiliser la combinaison de deux critères de convergence. Le premier est basé sur le temps d'auto-corrélation τ . Celui-ci correspond au nombre d'itérations nécessaires pour qu'un marcheur ait "oublié" sa position initiale, pour un paramètre donné. Foreman-Mackey et al. (2013) recommandent de ne pas arrêter le MCMC tant que le nombre d'itérations est inférieur

^e. *PTSampler* n'est plus supportée depuis la version 3 d'*emcee*. Il convient alors d'utiliser la classe *moves*, qui permet de changer la fonction de saut des marcheurs.

à 50 fois le temps d'auto-corrélation, pour chaque paramètre de chaque marcheur. Cela permet de s'assurer qu'un nombre suffisant d'échantillonnages indépendants des posteriors ont été effectués. Le second est la fraction d'acceptation, il s'agit du taux d'acceptations de l'ensemble des sauts du MCMC. Foreman-Mackey et al. (2013) recommandent qu'il soit entre 0.2 et 0.5. En effet si celui-ci est trop proche de 1 cela signifie que la majorité des sauts sont acceptés et l'évolution des marcheurs s'apparente à une marche aléatoire. Et si celui-ci est proche de 0, cela peut être un signe que les posteriors sont multi-modaux et qu'il faut utiliser un PT-MCMC. Cependant, cette limite basse est moins robuste. Un faible taux d'acceptations peut tout simplement provenir du fait que les données sont très contraignantes localement, mais peu contraignantes globalement. C'est le cas par exemple lorsque les données n'échantillonnent qu'une fraction du signal et que leurs barres d'erreurs sont très faibles. Une toute petite fraction des solutions testées sera alors acceptée. Pour *emcee*, il faut réunir ces deux critères pour s'assurer que le MCMC ait convergé.

Foreman-Mackey et al. (2013) notent aussi que si le taux d'acceptations est bas et que le temps d'auto-corrélation augmente avec le nombre d'itérations, c'est le signe que les posteriors comportent plusieurs modes, séparés par des "vallées" de fort χ^2 . L'échantillonnage de ces vallées induit alors un faible taux d'acceptations et l'impossibilité des marcheurs à franchir ses vallées les cantonne dans un mode, induisant un temps d'auto-corrélation fort. Il faut dans ce cas, soit appliquer un MCMC par mode, si ceux-ci sont bien séparés, soit appliquer un PT-MCMC.

Bien qu'il ne soit en théorie pas pertinent pour *emcee*, le test de Gelman-Rubin reste, selon mon expérience, un critère très utile. En effet, il permet de repérer quand un marcheur est "perdu", ce qui permet de garantir la non-convergence.

J'ai donc utilisé les critères de convergence suivant pour mes MCMC : $R < 1.1$ et $\frac{\tau}{n_{it}} > 50$ pour tous les paramètres du modèle. Je n'ai utilisé la fraction d'acceptation, couplée au temps d'auto-corrélation, que de façon qualitative, afin d'identifier quand les posteriors étaient multi-modaux.

2.2.2 Code d'exécution du MCMC

Le fonctionnement de mes codes d'exécution de MCMC se déroule de la façon suivante :

- On définit les constantes fondamentales ainsi que les caractéristiques de l'étoile hôte nécessaire pour le modèle utilisé ;
- On extrait la valeur des observables des fichiers données en entrée ;
- On définit n_{dim} , n_w et n_{it} ;
- On initialise les marcheurs que l'on stocke dans la matrice p_0 de taille (n_w, n_{dim}) ;
- On exécute chaque itération du MCMC ;
- On sauve les résultats et l'on affiche la valeur des critères de convergence en fin de MCMC ;

Initialisation des marcheurs

Il existe plusieurs approches pour initialiser les marcheurs d'un MCMC.

L'approche classique consiste à faire une descente de gradient ou une optimisation et de lancer les marcheurs autour de son résultat. Ainsi on commence le MCMC autour d'une des meilleures solutions et le MCMC permet d'échantillonner l'espace de paramètres autour de cette solution. Je n'ai pas choisi cette approche, car il y a un risque de démarrer le MCMC dans un minimum local du χ^2 . *emcee* n'étant pas adapté à l'échantillonnage de posteriors multi-modaux, celui-ci risque de rester coincé dans ce minimum local. Ainsi, si le problème présente plusieurs ensembles de solutions équivalentes, on risque de n'en échantillonner qu'une seule d'entre-elles, sans mettre en évidence l'existence des autres.

J'ai donc choisi une approche différente qui est basée sur deux étapes. Je lance d'abord un MCMC d'exploration, dont les paramètres initiaux des marcheurs sont tirés de façon uniforme dans les bornes des priors choisis. Ainsi ce MCMC balaye l'ensemble de l'espace des paramètres. Il permet de repérer l'espace de paramètres où la majorité des marcheurs ont convergé. Ensuite, je lance un MCMC de caractérisation, pour lequel les paramètres initiaux des marcheurs sont tirés de façon uniforme dans l'espace de paramètre précédemment identifié.

Cette méthode permet de s'assurer que la solution que l'on échantillonne est unique. Si lors de la première étape, plusieurs ensembles de marcheurs convergent vers des valeurs de paramètres différents, c'est que plusieurs solutions dégénérées existent (posterior multi-modal). Si ces ensembles de solutions sont assez éloignés pour ne pas être confondus, alors je lance un MCMC par solution. Sinon, j'applique un PT-MCMC.

Conservation du burn-in

Usuellement, on ne conserve pas la phase précédant le *burn-in* pour la détermination des posteriors. En effet, les valeurs des marcheurs avant celui-ci ne sont pas représentatives des posteriors. Pour cela on lance d'abord un MCMC sur quelque milliers d'itérations afin d'effectuer le *burn-in*, puis on lance un second MCMC avec comme position de départ des marcheurs, les positions finales des marcheurs du précédent MCMC. J'ai décidé de ne pas appliquer cette méthode. En effet, la philosophie d'*emcee* étant d'utiliser un grand nombre de marcheurs, il est fréquent qu'au moins un marcheur ne converge pas vers l'espace probable des paramètres en moins que quelque milliers d'itérations (marcheur "perdu").

D'après mon expérience, si l'on initialise un marcheur par un marcheur "perdu", celui-ci aura encore plus de mal à converger vers les bonnes solutions, ce qui va empêcher la convergence du MCMC. Il n'est donc pas pertinent d'initialiser un MCMC par un MCMC exécuté sur un faible nombre d'itérations.

Ce choix de prendre en compte le *burn-in* dans les résultats ne biaise pas les résultats. Le nombre d'itérations avant le *burn-in* étant négligeable face au nombre d'itérations après celui-ci.

2.2.3 Code de présentation des résultats du MCMC

J’ai ensuite élaboré un ensemble de codes permettant de lire les résultats des codes d’exécution. Comme pour ces derniers, j’ai écrit un code par modèle. Ces codes comportent une fonction permettant d’ouvrir le fichier binaire écrit par le code d’exécution, via la fonction *pic* de la classe *Pickler* du paquet python *pickle*. Le code est divisé en 4 parties, qui peuvent chacune être exécutée individuellement à la demande de l’utilisateur.

Ces différentes parties permettent :

- De présenter, pour chaque paramètre, dans une figure, l’évolution de tous les marcheurs pour toutes les itérations du MCMC. Des exemples sont présentés dans la Figure 3.2.
- De présenter dans des figures les observables correspondantes aux paramètres de tous les marcheurs à la dernière itération du MCMC, comparés aux observables données en entrée (*cf* Figures 4.24 et 4.25 du Chapitre 4 par exemple). Si le MCMC a convergé, les solutions à la dernière itération de celui-ci sont représentatives des posteriors des paramètres.
- De présenter les posteriors dans une figure, via la fonction *la corner* du paquet python *corner*. Des exemples de ces figures sont présentés sur les Figures Fig. 3.9 et 3.10, ainsi que dans le chapitre suivant.
- De présenter la médiane (50^{ème} centile) de chaque posterior ainsi que leurs limites à 68% et 95%, soit les 3^{ème}, 16^{ème}, 84^{ème} et 97^{ème} centiles ;

2.2.4 Modèles utilisés

J’ai appliqué mon MCMC sur plusieurs modèles différents, afin de m’adapter à chaque cas de figure. J’ai écrit un code par modèle utilisé, mais tous ont la même base commune, qui est décrite dans la sous-section 2.2.2.

Je présente d’abord le modèle prenant en compte l’astrométrie relative seule. Ensuite, je présente celui couplant vitesses radiales et astrométrie relative. Et enfin, je présente le modèle couplant vitesses radiales, astrométrie relative et contraintes d’Hipparcos et Gaia. Ce dernier est décrit dans mon article Grandjean et al. (2019), et inclut les deux précédents.

Astrometrie relative

L’astrométrie relative donne une forte contrainte sur les paramètres orbitaux du compagnon imagé. Il est donc pertinent d’étudier en premier lieu un compagnon avec son astrométrie relative seule, avant de combiner celle-ci à d’autres types de mesures.

J’ai donc élaboré un MCMC qui s’applique uniquement sur l’astrométrie relative d’un compagnon. Le modèle sur lequel repose ce MCMC est décrit dans l’appendice E.1 de mon article Grandjean et al. (2019). Ce code appelle une fonction FORTRAN écrite par H.Beust^f, qui calcule la position relative $(\alpha_c(t), \delta_c(t))$ d’un compagnon à partir d’un jeu de paramètres orbitaux $(P, T_0, e, i, \Omega, \omega)$ et pour un temps

^f. Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

donné. Cette fonction est utilisée dans Bonnefoy et al. (2014). Le choix d'utiliser cette fonction FORTRAN a été fait afin d'optimiser le temps de calcul du MCMC, FORTRAN étant en moyenne 10 fois plus rapide pour ce type de calcul que python par exemple. Cette fonction étant appelée de très nombreuses fois durant le MCMC, le gain de temps est non-négligeable.

Pour ce MCMC, la masse de l'étoile hôte M_* est fixe et sa valeur est prise dans la littérature. J'ai décidé de négliger M_c par rapport à M_* dans ce code, les masses des compagnons que j'étudie étant généralement faibles face à celle de leur étoile hôte.

Je n'ai pas fait varier directement les paramètres orbitaux du compagnon, car avec *emcee* le saut d'un paramètre est en général de l'ordre de l'unité (Il est possible de configurer la taille des sauts via certains paramètres du MCMC. J'ai choisi de garder la configuration par défaut.). Il est donc particulièrement long d'échantillonner des paramètres sur plusieurs ordres de grandeur. Pour assurer une convergence rapide, il est conseillé d'utiliser des paramètres qui ne peuvent varier que de quelques unités. Or, les périodes balayées par l'imagerie directe s'étalent sur plusieurs ordres de grandeurs. J'ai donc choisi de faire varier le logarithme décimal de la période $\log P$, au lieu de celle-ci. De même, j'ai choisi de faire varier un facteur f_{T_0} , variant sur une unité, permettant de déterminer le temps de passage au périastre à partir de la période, de la façon suivante : $T_0 = f_{T_0} * P$.

Les paramètres du MCMC sont donc les suivants :

- $\log P$, le logarithme décimal de la période en année ;
- f_{T_0} , le facteur pour lequel : $T_0 = f_{T_0} * P$. Le T_0 a donc la dimension de P et son temps de référence est celui des observables (en général $JD - 2454000$) ;
- e , l'excentricité ;
- i , l'inclinaison en radian. 0 (0°) et π radians (180°) correspondent à une orbite vue par les pôles, tandis que $\frac{\pi}{2}$ (90°) et $\frac{3\pi}{2}$ radians (270°) correspondent à une orbite vue par la tranche. L'orbite est directe (le compagnon se déplace, sur le plan ciel, dans le sens direct autour de son étoile) entre 0 et $\frac{\pi}{2}$ radians et entre $\frac{3\pi}{2}$ et 2π radians ($[0; 90[\cup]270; 360[^\circ]$) et elle est rétrograde (sens indirect) entre $\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}$ radians ($]90; 270[^\circ]$) ;
- Ω , la longitude du noeud ascendant en radian ;
- ω , l'argument du périastre en radian.

Pour ce code j'utilise des priors uniformes entre les bornes suivantes.

- $A < \log P \leq B$;
- $C \leq f_{T_0} \leq C + 1$;
- $0 < e < 1$;
- $-2\pi < \Omega < 2\pi$;
- $0 < \omega < 4\pi$.

En dehors de ces bornes, le prior est nul, ce qui signifie que la solution n'est pas acceptée lors du MCMC.

Les bornes en période A et B sont choisies en fonction des informations disponibles sur le compagnon étudié.

Les solutions de T_0 sont périodiques. En effet, pour une période P donnée, les solutions T_0 et $T_0 + n * P$ sont équivalentes, avec n un entier relatif. Les posteriors sont donc multi-modaux en f_{T_0} (*cf* Figure 3.4a). Afin de permettre au MCMC de converger plus rapidement, j'ai restreint f_{T_0} sur une unité, ce qui permet d'assurer l'échantillonnage d'une seule solution. Cependant, il faut s'assurer que la valeur de C ne soit pas trop proche d'un des maxima du posterior de f_{T_0} . En effet, dans ce cas, le χ^2 diminue à l'approche de la borne et les marcheurs pourront se coincer contre celle-ci, empêchant la convergence (*cf* Figure 3.4b). Il faut donc en un premier temps déterminer la position des maxima du posterior de f_{T_0} , pour ensuite choisir C de façon à ce qu'un des maxima soit centré entre C et $C + 1$. Les positions de ces maxima sont identifiées lors du MCMC d'exploration.

Les angles Ω et ω ne sont pas complètement contraints par l'astrométrie relative. La dégénérescence entre les solutions (Ω, ω) et $(\Omega + n\pi, \omega + n\pi)$ fait que les posteriors de ces angles sont multi-modaux. De plus, ces angles sont généralement corrélés avec les autres paramètres orbitaux. L'exploration totale des posteriors de ces autres paramètres nécessite donc l'exploration des zones de faible probabilité des posteriors des angles (Ω, ω) . Il n'est alors pas pertinent d'appliquer la même méthode que pour f_{T_0} . En effet, si les bornes de ces angles sont posées dans des zones de faible probabilité de leurs posteriors, alors les marcheurs pourront se coincer contre ces bornes en explorant les posteriors des autres paramètres. J'ai donc choisi d'échantillonner deux solutions complètes de ces angles (en balayant ceux-ci sur $4 * \pi$), pour ensuite replier leurs solutions entre 0 et π .

Enfin, pour l'inclinaison, le prior est le produit d'une distribution uniforme en $\sin i$ et d'une distribution uniforme en inclinaison entre 0 et π (cette dernière composante permet de restreindre l'inclinaison entre ces bornes). La distribution des inclinaisons des orbites des exoplanètes est en effet connue pour être uniforme en $\cos i$, en raison d'un effet géométrique, ce qui implique un prior uniforme en $\sin i$ (Kuzlewicz et al. 2019). Il est plus probable de voir un système par la tranche que par les pôles.

Un exemple de résultats de ce MCMC est présenté en Figures 4.6 et 4.5 du Chapitre 4.

Astrométrie relative et vitesses radiales

La combinaison des vitesses radiales et l'astrométrie relative d'un compagnon permet de contraindre tous ses paramètres orbitaux ($a, T_0, e, i, \Omega, \omega$), ainsi que sa période P et sa masse M_c .

J'ai donc élaboré un MCMC combinant vitesses radiales et astrométrie relative. Le modèle sur lequel repose ce MCMC est décrit dans l'appendice E.2 de mon article Grandjean et al. (2019). Les vitesses radiales sur lesquelles j'ai travaillé étant déterminées à partir d'un spectre médian, elles sont définies à une constante près. Il faut donc ajouter cette constante V_0^g aux paramètres à faire varier dans ce MCMC. Une

^g. Cette constante ne doit pas être confondue avec la vitesse radiale absolue de l'étoile dans le ciel

seule fonction de vraisemblance est évaluée dans le MCMC à partir des 8 paramètres suivants : P , T_0 , e , i , Ω , ω , M_c et V_0 et de la somme des χ^2 des vitesses radiales et de l'imagerie directe. Ainsi, pour chaque solution testée, un unique ajustement est effectué sur les vitesses radiales et l'astrométrie relative, garantissant le couplage des techniques. Pour cela, le code appelle la fonction FORTRAN *LNLIKE* écrite par H. Beust qui calcule cette fonction de vraisemblance^h. Cette fonction est utilisée dans le code mentionné dans Bonnefoy et al. (2014).

Pour faciliter la convergence, j'ai choisi de faire varier les paramètres suivants : $\log P$, f_{T_0} , e , i , Ω , ω , M_c et f_{V_0} , avec M_c en masse de Jupiter et avec f_{V_0} un facteur qui permet de déterminer la constante liées aux vitesses radiales, à partir de la semi-amplitude de ces dernières : $V_0 = f_{V_0} * K(P, e, i, M_c, M_*)$. Comme on s'attend à ce que V_0 soit inférieur ou égal à l'amplitude des vitesses radiales, le facteur f_{V_0} ne varie que de quelques unités, ce qui favorise la convergence.

J'ai choisi des priors uniformes entre les bornes suivantes pour les deux paramètres additionnels M_c et f_{V_0} :

- $1 < M_c(M_{\text{Jup}}) \leq 1000$
- $-1 \leq f_{V_0} \leq 1$.

Afin de faciliter la convergence, un premier MCMC d'exploration est effectué sur l'astrométrie relative seule. Cela permet d'identifier les solutions des paramètres P , T_0 , e , i , ainsi que la position des maxima des angles Ω et ω . Le MCMC couplant vitesses radiales et astrométrie relative est alors lancé autour de ces solutions.

Les vitesses radiales permettent d'éliminer une partie de ces solutions et donc de mieux contraindre les paramètres cités précédemment. De plus, l'information que donnent les vitesses radiales sur la phase permettent de lever la dégénérescence entre les couples (Ω, ω) et $(\Omega+n\pi, \omega+n\pi)$. Les solutions du couple (Ω, ω) ne sont alors plus que périodiques tous les 2π radians. Enfin, la combinaison de ces deux techniques permet de déterminer la masse dynamique M_c du compagnon.

Un exemple d'application de ce modèle est présenté en Figures 4.13, 4.14, 4.15, 4.16, 4.21 et 4.23 du Chapitre 4.

J'ai ensuite ajouté le paramètre M_* dans ce modèle. En effet, l'astrométrie relative permet de contraindre à la fois la période P du compagnon, via l'évolution temporelle de ses positions, ainsi que son demi-grand axe a , via la séparation de ses positions par rapport à l'étoile. Or, ces deux paramètres sont reliés à la masse de l'étoile M_* via la troisième loi de Kepler : $\frac{P^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G(M_*+M_c)}$, avec G la constante gravitationnelle. Comme la masse M_c est contrainte grâce aux vitesses radiales et à la contrainte sur l'inclinaison i donnée par l'astrométrie relative, il est possible de contraindre la masse M_* de l'étoile hôte.

J'ai choisi de faire varier ce paramètre M_* en masses solaires, car cela restreint ses variations sur un seul ordre de grandeur et permet par conséquent une convergence plus rapide. Et j'ai choisi un prior uniforme pour celui-ci. Les bornes de ce prior

^h. De même, le choix d'utiliser cette fonction a été motivé par la rapidité de calcul de FORTRAN.

dépendent des informations a priori sur l'étoile (masse déterminée par de précédentes études, type spectral, etc.).

De plus, afin de pouvoir appliquer mon code à tout type de compagnon, j'ai décidé de ne pas négliger la masse du compagnon par rapport à celle de l'étoile.

Un exemple d'application de ce modèle est présenté en Figures 4.17 et 4.18 du Chapitre 4.

Astrométrie relative, vitesses radiales et astrométrie absolue d'Hipparcos et Gaia

Enfin, ajouter les contraintes d'Hipparcos et Gaia permet d'améliorer les contraintes que l'on a sur les éléments orbitaux et la masse des compagnons. Ces deux missions présentent deux jeux de données espacés de 24 ans, ce qui donne une contrainte à long terme sur les compagnons de grandes périodes observés en imagerie directe. Les mesures individuelles de Gaia (IAD) n'étant pas encore disponibles, seuls les résultats du modèle à 5 paramètres de cette dernière sont exploitables, c'est-à-dire les positions et les vitesses propres.

Les contraintes données par Hipparcos et Gaia ont d'abord été utilisées pour filtrer les solutions obtenues à partir de la combinaison de vitesses radiales et d'astrométrie relative d'une naine brune par Calissendorff & Janson (2018). Ensuite, afin de contraindre la masse de la planète β Pic b, Snellen & Brown (2018) ont utilisé les données individuelles d'Hipparcos pour évaluer les écarts de positions de l'étoile par rapport à la direction déduite des positions d'Hipparcos et Gaia. Puis, Dupuy et al. (2019) ont effectué un MCMC combinant vitesses radiales, astrométrie relative et contraintes d'Hipparcos et Gaia (positions et vitesses propres (Brandt 2018)), sur l'étoile β Pic. Enfin, Nielsen et al. (2019c) ont appliqué la méthode de Snellen & Brown (2018) dans un MCMC sur le même système, afin de contraindre la masse dynamique de β Pic b. L'exploitation des mesures de positions et de vitesses propres d'Hipparcos et Gaia a ensuite été appliquée sur un plus grand nombre d'objets par Kervella et al. (2019) et Brandt et al. (2019, 2020b,a).

J'ai élaboré un MCMC combinant ces trois techniques en m'inspirant de l'étude de Dupuy et al. (2019). Mon exploitation des données d'Hipparcos et Gaia (positions et vitesses propres) est décrite en Section 4.2.3 du Chapitre 1 et est plus sophistiquée que celle de Dupuy et al. (2019), car elle prend en compte l'impact du mouvement réflexe de l'étoile autour de son barycentre sur la différence de position entre Hipparcos et Gaia. Le modèle sur lequel repose ce MCMC est décrit dans l'appendice E.3 de mon article Grandjean et al. (2019). Les paramètres du modèle, ainsi que leurs priors, sont les mêmes que pour mon MCMC combinant vitesses radiales et astrométrie relative. Je n'ai pas utilisé le *Gaia Observation Forecast Tool*ⁱ pour retrouver les temps d'observations de Gaia. En effet, pour les étoiles que j'ai étudiées, le nombre de dates trouvées par cet outil était très différent du nombre de dates utilisées pour l'ajustement à 5 paramètres indiqués dans le catalogue Gaia DR2. À défaut d'avoir les temps d'observations de la mission, j'ai tiré un nombre de dates similaire à celui d'Hipparcos, 80, de façon uniforme entre le 24 août 2014 et le 23 mai 2016, soit la plage de dates prise en compte dans la Gaia DR2 (Gaia Collaboration et al. 2018).

i. <https://gaia.esac.esa.int/gost/>

J'ai utilisé cette liste de dates pour tous les systèmes que j'ai étudiés.

Ce modèle est un modèle transitoire simple, élaboré pour exploiter les données d'Hipparcos et Gaia en attendant la publication des données individuelles de Gaia dans les années à venir. Il comporte des limites, comme cet échantillonnage supposé idéal des temps d'observations Gaia. Il atteint sa limite aussi quand la variation induite par le compagnon sur les vitesses propres de son étoile est de forte amplitude et a lieu sur un temps très court (plus particulièrement quand la durée de la variation est inférieure à l'intervalle entre deux observations d'une mission (Hipparcos ou Gaia)). C'est le cas notamment des orbites très excentriques, un pic de vitesse a lieu lors du passage au périastre. C'est aussi le cas des orbites vues par la tranche, quelle que soit l'excentricité, comme le système β Pic par exemple (*cf* Figures 4.33 et 4.34 du Chapitre 4). Dans ce cas, la supposition faite sur l'échantillonnage de Gaia peut biaiser les résultats. Une autre limite de ce modèle est de reposer sur des données qui sont elles-mêmes issues d'un ajustement à 5 paramètres des mesures de positions de l'étoile, ignorant de fait la présence du compagnon. Le fait de négliger l'impact du compagnon dans les ajustements à 5 paramètres peut biaiser leurs résultats, biaisant ainsi les résultats obtenus avec ce modèle.

Un exemple d'application de ce modèle est présenté en Figures 4.24, 4.25, 4.26, 4.27, 4.28 et 4.29 du Chapitre 4.

Par la suite l'utilisation des données d'Hipparcos et Gaia combinées aux vitesses radiales et à l'astrométrie relative a été appliquée sur le système β Pic par Nielsen et al. (2019c). Leur modèle calcule la position de l'étoile dans le ciel due à la parallaxe, à sa vitesse propre et à l'impact de son compagnon (modèle à 11 paramètres, *cf* Section 4.2.3 du Chapitre 1), aux temps d'observations d'Hipparcos. Ces positions sont comparées avec celles mesurées par Hipparcos. Leur modèle permet aussi de calculer la différence de position entre les mesures d'Hipparcos et les mesures de Gaia, induite par la vitesse propre de l'étoile et son mouvement réflexe autour du barycentre du système. Cette différence de position est alors comparée à la différence des positions mesurées entre Hipparcos et Gaia. Ce modèle garde donc comme limite d'utiliser les données de la Gaia DR2, qui sont le résultat d'un ajustement à 5 paramètres supposant l'absence de compagnon.

Une fois les données individuelles de la mission Gaia publiées, il sera possible d'effectuer un unique ajustement avec un modèle à 11 paramètres, sur les données individuelles d'Hipparcos et sur les données de Gaia. On bénéficiera ainsi, pour la majorité des étoiles étudiées, de deux jeux de données de deux ans ou plus de base de temps, chacun espacé de 24 ans. La contrainte qu'apportera cet ajustement sera considérable, que ce soit sur les périodes de l'ordre de quelques années ou les périodes de l'ordre de quelques dizaines d'années.

Modèle multi-planétaire

Lors de ma thèse, je me suis intéressé à des systèmes particuliers comportant deux compagnons, HD 206893 et β Pic. Ces deux systèmes présentent un premier compagnon découvert par imagerie directe et un second compagnon interne découvert par la méthode des vitesses radiales.

J'ai donc élaboré un MCMC couplant les trois techniques, afin de contraindre les paramètres orbitaux et les masses des deux compagnons, via un ajustement si-

multané. Le modèle comporte donc 15 paramètres, soit les paramètres orbitaux des deux compagnons ($P_{a/b}$, $T_{0_{a/b}}$, $e_{a/b}$, $i_{a/b}$, $\Omega_{a/b}$, $\omega_{a/b}$) et le V_0 des vitesses radiales. Les priors sont les mêmes que pour le MCMC décrit précédemment. J’y ai ajouté une contrainte supplémentaire, le prior est nul pour les périodes du compagnon interne supérieures à celle du compagnon externe. Pour simplifier le problème, dans ce MCMC les masses des compagnons sont négligées par rapport à celle de l’étoile hôte et cette dernière est fixée. De plus, l’interaction entre les compagnons est négligée.

Seul l’orbite du compagnon externe est ajusté sur l’astrométrie relative, tandis que la somme des impacts des deux compagnons est ajustée sur les vitesses radiales et sur l’astrométrie absolue d’Hipparcos et Gaia. J’ai choisi de négliger le mouvement réflexe de l’étoile induit par le compagnon interne dans le calcul de l’astrométrie relative du compagnon externe. Cette simplification peut amener à une sur-estimation de l’excentricité du compagnon externe (Pearce et al. 2014).

Afin de m’assurer que tous les paramètres de ce modèle pouvaient être contraints avec les données disponibles, j’ai effectué un test sur un système fictif. Ce test consiste à effectuer un MCMC avec le modèle multi-planétaire sur les observables (astrométrie relative du compagnon externe, vitesses radiales et $(\mu_{et}^{\alpha^*}, \mu_{et}^{\delta})$ aux temps d’Hipparcos et Gaia) d’un système connu, afin de vérifier si les 15 paramètres précédemment évoqués peuvent être contraints. Si tel est le cas, on peut ensuite vérifier que les valeurs des paramètres sont correctement estimées. J’ai alors choisi les valeurs de ces 15 paramètres pour un système fictif similaire dans son architecture aux systèmes HD 206893 et β Pic et j’en ai déduis les observables précédemment évoquées (ces étapes sont décrites dans les prochains paragraphes). Ce système fictif est donc composé de deux compagnons, un compagnon externe (compagnon B) imagé et un compagnon interne (compagnon C) dont l’impact domine les variations de vitesses radiales. De plus, j’ai choisi des caractéristiques similaires à celles du système HD206893. Notamment, j’ai fixé les caractéristiques de l’étoile hôte à celles d’HD 206893, soit une masse de $1.32 M_{\odot}$ (Delorme et al. 2017) et une distance de 40.81 pc (Gaia Collaboration et al. 2018).

J’ai tiré de façon aléatoire les paramètres orbitaux des deux compagnons et le V_0 . Pour avoir un système similaire à HD 206893 et β Pic, j’ai tiré la période du compagnon interne aux alentours de 3 ans et celle du compagnon externe entre 20 et 30 ans. J’ai ensuite choisi une masse de 8 et $20 M_{Jup}$ pour le compagnon interne et externe respectivement. Ce choix permet d’avoir des vitesses radiales dominées par le signal du compagnon interne, tout en s’assurant que l’impact du compagnon externe ne soit pas négligeable sur celles-ci.

J’ai ensuite généré 20 points d’astrométrie relative pour le compagnon externe, uniformément répartis sur une période entière. Je leur ai attribué une incertitude de 2.5 mas, de l’ordre de celles obtenues avec l’instrument SPHERE. Puis, j’ai généré 20 points de vitesses radiales à partir de la somme de l’impact des deux compagnons. Ces points sont uniformément répartis sur l’ensemble de la période du compagnon interne. Je leur ai attribué une incertitude de 10 ms^{-1} , ce qui est de l’ordre de l’incertitude obtenue avec l’instrument HARPS sur les étoiles que j’ai étudiées au cours de ma thèse. Enfin, j’ai généré les couples $(\mu_{et}^{\alpha^*}, \mu_{et}^{\delta})$ aux temps d’Hipparcos et au temps de Gaia, à partir de la somme de l’impact des deux compagnons. Je leur ai

attribué une incertitude typique de celle des systèmes que j'ai étudiés, soit 1 mas a^{-1} aux temps d'Hipparcos et 0.1 mas a^{-1} aux temps de Gaia. Ici l'échantillonnage est idéal, vu que la période du compagnon interne est entièrement échantillonnée en vitesses radiales et que celle du compagnon externe est entièrement échantillonnée en astrométrie relative. Je n'ai pas ajouté de bruit à ces observables, le but étant en premier lieu de déterminer quels paramètres peuvent être contraints par le modèle testé et non de d'évaluer l'impact du bruit de mesures sur la détermination de la valeur des paramètres. Je présente ces observables fictives dans les figures 3.5, 3.6 et 3.7.

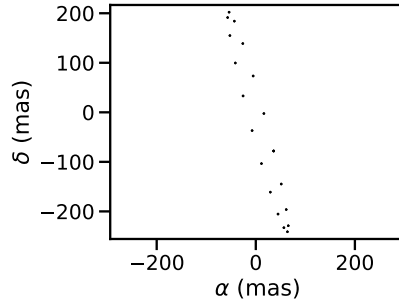


FIGURE 3.5 – Astrométrie relative du compagnon B.

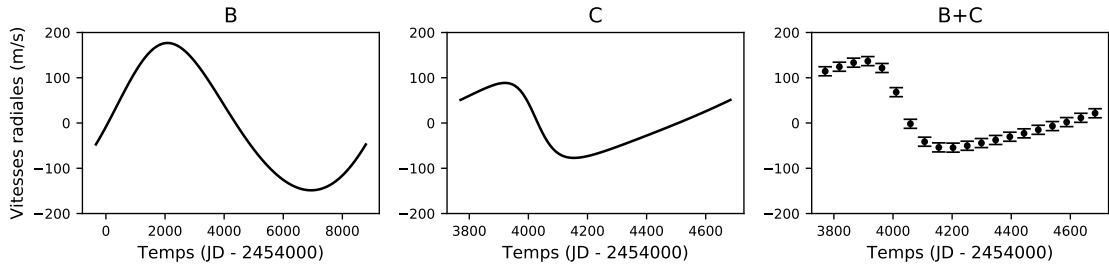


FIGURE 3.6 – *Gauche* : vitesses radiales du compagnon B. *Centre* : vitesses radiales du compagnon C. *Droite* : Somme des vitesses radiales des deux compagnons.

Enfin, j'ai appliqué le MCMC précédemment décrit sur ces observables, via mon approche habituelle : MCMC d'exploration puis MCMC de caractérisation, le but étant de vérifier si les valeurs des paramètres était correctement retrouvées. Les résultats de ce MCMC sont présentés dans la Figure 3.9 et Figure 3.10, la convergence y est assurée pour tous les paramètres excepté l'inclinaison du compagnon C.

Mes conclusions sont les suivantes :

- Tous les paramètres du modèle peuvent être contraints, excepté l'inclinaison du compagnon interne.
- Les paramètres orbitaux du compagnon externe sont tous retrouvés avec une grande précision. Cela est dû à la grande précision de l'astrométrie relative.
- L'excentricité e_C et les angles (Ω_C, ω_C) sont bien retrouvés, mais avec une précision moindre que pour le compagnon B.
- Le $M_C \sin i_C$ est correctement trouvé, grâce aux vitesses radiales.

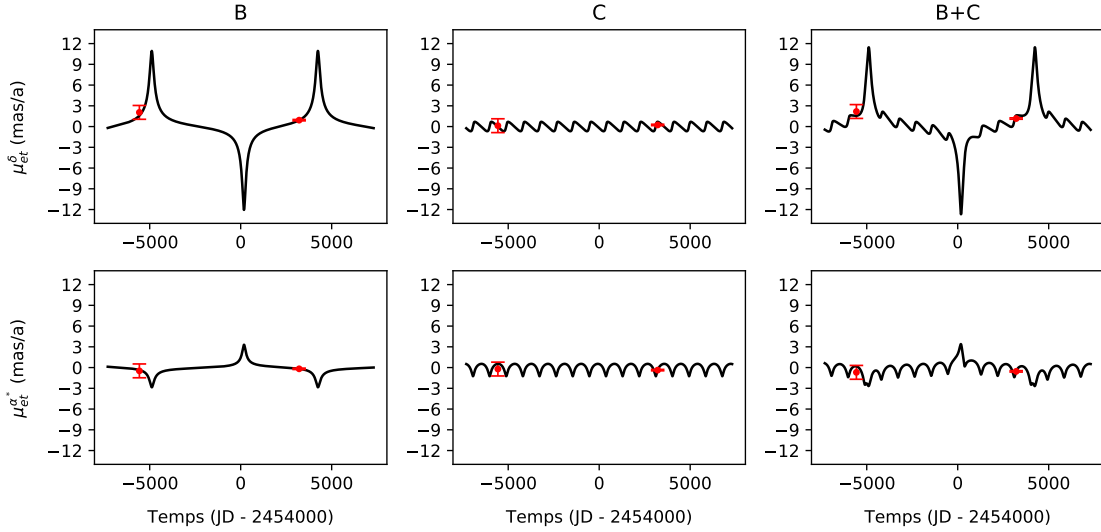


FIGURE 3.7 – En noir sont présentées les vitesses propres induite par le compagnon B (*gauche*), par le compagnon C (*centre*) et par les deux compagnons (*droite*), en déclinaison (*Première ligne*) et en ascension droite (*Deuxième ligne*). En rouge sont présentés au temps moyen d’Hipparcos et au temps moyen de Gaia les $|\mu_{et}^{\alpha*}|_H$ et $|\mu_{et}^{\delta}|_G$ déduis de ces vitesses propres et corrigés de l’effet du mouvement réflexe de l’étoile autour du barycentre du système.

- Les données d’Hipparcos et Gaia permettent d’exclure certaines valeurs de l’inclinaison du compagnon interne, mais ce dernier paramètre reste mal contraint. Son posterior est d’ailleurs symétrique par rapport à π et présente deux maxima, un à la bonne inclinaison i_C et un second à l’inclinaison $\pi - i_C$ (*cf* Figure 3.8a). Cela vient du fait que seule la valeur du sinus de l’inclinaison est contrainte par les vitesses radiales et seule la valeur absolue du cosinus de l’inclinaison est contrainte par la méthode d’exploitation des données d’Hipparcos et Gaia utilisée (*cf* Section 4.2.3 du Chapitre 1).
- L’inclinaison i_C et la masse M_C sont fortement corrélées et leur distribution 2D suit un iso- $M_C \sin i_C$ (*cf* Figure 3.8b).
- La vraie valeur de la masse M_C se situe bien dans le domaine à 1σ du posterior de ce paramètre, mais le pic de probabilité de ce dernier pointe vers une valeur plus faible d’un facteur deux. Cela peut s’expliquer par le fait que la masse M_c est fortement corrélée avec l’inclinaison i_C , qui est mal contrainte. Ici, le MCMC a exploré beaucoup de solutions dont le $\sin i_C$ est proche de 1 et dont la masse M_C est proche du $M_C \sin i_C$.
- Les solutions des paramètres M_B , P_C et T_{0C} sont légèrement biaisées. Le maximum de leur posterior ne correspond pas à leur vraie valeur, mais cette dernière est contenue dans le domaine à 1σ de ces posteriors. Ici M_B et T_{0C} sont légèrement sur-évalués, tandis que P_C est légèrement sous-évaluée. Cela vient du fait que ces trois paramètres sont corrélés ; modifier l’impact du compagnon B permet de moduler la képlérienne du compagnon C. Une plus petite période du compagnon interne peut être compensée par une plus grande amplitude

des vitesses radiales induites par le compagnon externe (M_B plus élevé). Ce manque de contrainte sur ces paramètres vient du fait que les vitesses radiales n'échantillonnent pas complètement la période du compagnon externe.

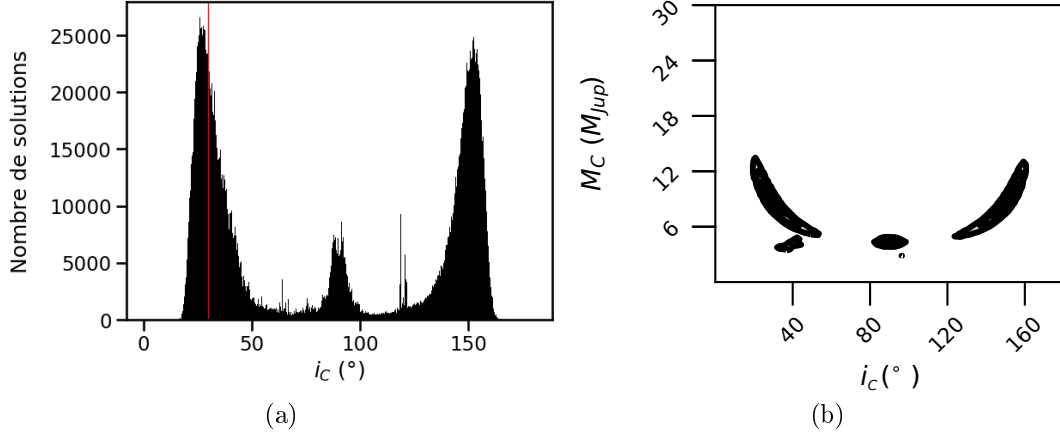


FIGURE 3.8 – (a) Posterior de l'inclinaison du compagnon C. La bonne valeur est repérée avec une ligne rouge verticale. Les pics situés de part et d'autre de 90° sont des artefacts dus au fait que les marcheurs ne peuvent explorer de solutions vue par la tranche, leurs vitesses radiales étant nulles. Les marcheurs se bloquent alors contre cette valeur. (b) Distribution 2D des solutions en (M_C, i_C) .

Le manque de contraintes sur l'inclinaison du compagnon interne induit un biais sur l'estimation de la masse de ce dernier. Il est donc important de savoir si la contrainte sur l'inclinaison i_C dépend de la valeur de cette dernière. J'ai donc réitéré l'expérience précédente (génération des observables, MCMC) pour différents couples (i_C, M_C) , sans changer la valeur des autres paramètres. J'ai testés les couples suivants $(10^\circ, 24 M_{Jup})$, $(50^\circ, 24 M_{Jup})$ et $(80^\circ, 8 M_{Jup})$. Je désignerai par la suite ces trois tests par IC10, IC50 et IC80, respectivement et je désignerai le test initial $(30^\circ, 8 M_{Jup})$ par IC30. Je constate que les couples (i_C, M_C) sont dans leur posterior respectif, mais qu'ils sont souvent mal contraints (*cf* Figure 3.11). Par contre, la forme de ces posteriors change d'un test à l'autre, ce qui rend difficile leur interprétation.

Pour ce modèle testé, la prise en compte des données d'Hipparcos et Gaia en plus de l'astrométrie relative et des vitesses radiales n'a qu'un apport minime, car elle permet seulement la contraindre d'un paramètre supplémentaire, ω_C . De plus, ce modèle ne semble pas adéquat pour contraindre les paramètres et les masses des deux compagnons, car l'inclinaison et la masse du compagnon interne sont mal contraintes, tandis que l'estimation d'autres paramètres peut être biaisée. Deux solutions s'offrent à nous pour éliminer ces biais. Soit, on fixe l'inclinaison du compagnon interne, pour cela on peut supposer $i_C = i_B$. Soit, il faut exploiter les mesures individuelles d'Hipparcos, afin d'obtenir une contrainte sur l'inclinaison du compagnon interne.

J'ai ensuite évalué l'impact du bruit de mesure sur l'estimation des paramètres de ce modèle. Pour cela, j'ai ré-itéré l'expérience IC30 en ajoutant à chaque mesure un bruit blanc gaussien, centré sur la valeur de la mesure et de variance égale à l'incertitude sur cette dernière. Afin d'évaluer l'effet global de ce bruit sur l'estimation

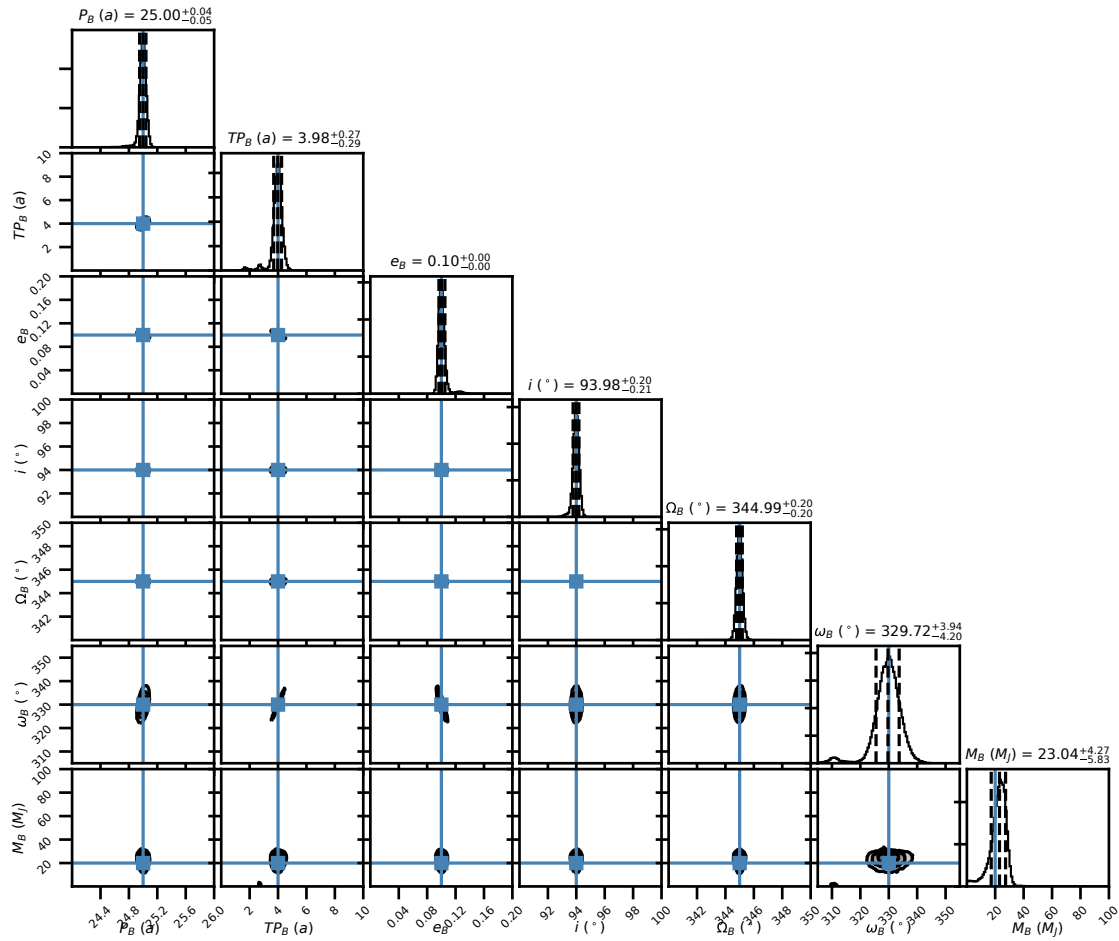


FIGURE 3.9 – Posteriors des paramètres du compagnon B du MCMC sur le cas fictif. Les 16^{ème}, 50^{ème} et 84^{ème} centiles des posteriors sont présentés par des lignes en tirets verticales. Les valeurs indiquées en haut de chaque colonne présentent la médiane du posterior du paramètre, ainsi que l'écart entre celle-ci et le 16^{ème} et 84^{ème} centile respectivement. Les valeurs des paramètres ayant servi à générer les observables sont présentées en bleu.

des paramètres, j'ai itéré plusieurs fois cette expérience (génération des observables, ajout du bruit, MCMC), car le bruit a un caractère aléatoire. J'observe les mêmes tendances que pour l'expérience IC30, excepté que les paramètres sont globalement moins bien estimés à cause du bruit. Parfois les maxima des posteriors de certains paramètres ne correspondent pas à leur vraie valeur, mais ces dernières sont toujours au moins comprises dans le domaine à 2σ des posteriors.

La limite de ce test est que le même code a été utilisé pour générer et ajuster le modèle aux observables. Il serait intéressant d'effectuer un test en simple aveugle, c'est-à-dire un test où l'on applique ce MCMC sur des observables générées par un code différent du mien et où la personne effectuant le MCMC ne connaît pas les valeurs des paramètres qui ont été choisies pour générer ces observables.

On peut aussi prendre en compte la stabilité dynamique du système pour mieux contraindre les paramètres des compagnons. Pour cela, il faut évaluer la stabilité de chaque solution testée, afin d'exclure celles qui sont instables. Ceci représente une

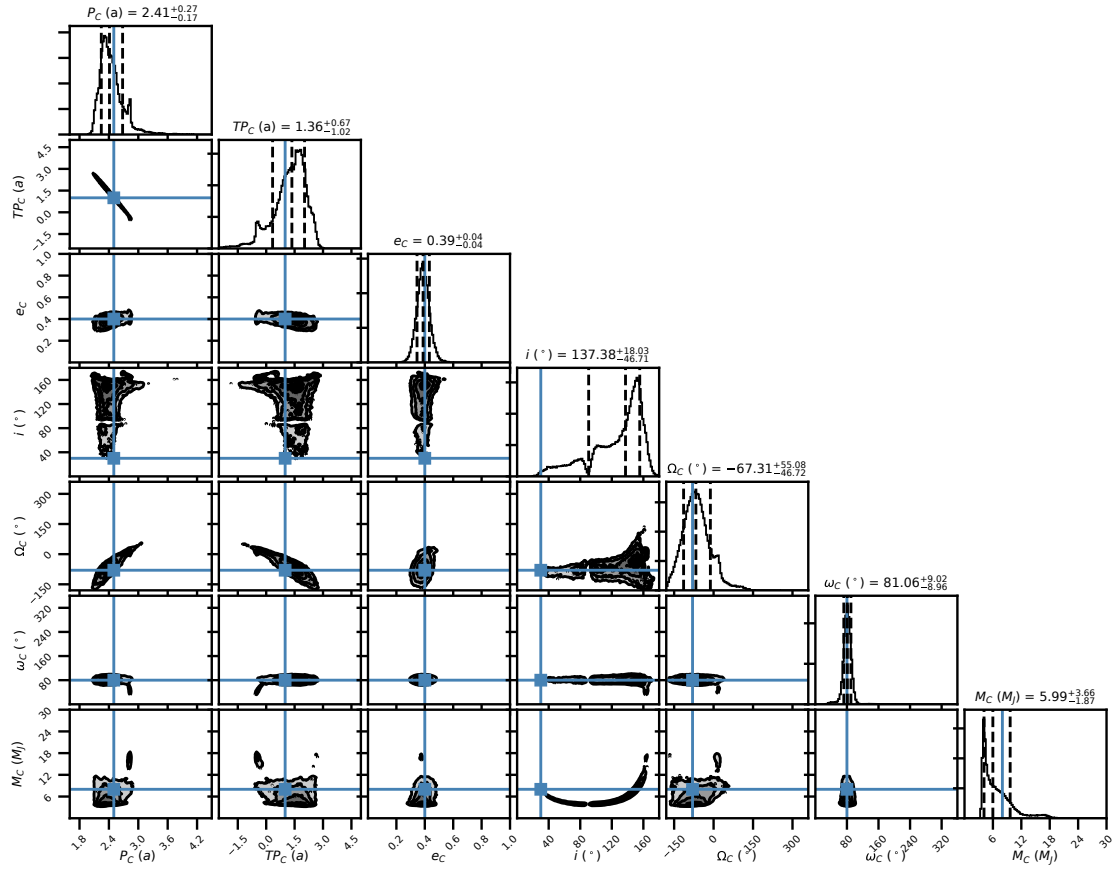


FIGURE 3.10 – Posteriors des paramètres du compagnon C du MCMC sur le cas fictif. Les valeurs des paramètres ayant servi à générer les observables sont présentées en bleu. Ici le posterior de l’inclinaison du compagnon C n’est pas parfaitement échantillonné pour les inclinaisons inférieures à 90° .

étude à part entière, qui sort donc du cadre de ma thèse.

2.2.5 Transmission du code

Finalement, j’ai transmis ce code à A.-M. Lagrange et P. Rubini^j qui l’ont ensuite amélioré. Il y existe désormais un seul code pour tous les modèles précédemment présentés et le choix du modèle se fait à l’exécution du code. De plus, les constantes fondamentales, ainsi que les caractéristiques de l’étoile hôte, sont désormais renseignés au code par des fichiers d’entrées, au lieu d’être directement inscrites dans le code source du MCMC. Les résultats de ce code sur le système β Pic sont présentés dans l’article Lagrange et al. (2020) (reproduit en Annexe B3).

^j. LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, Univ. Paris Diderot

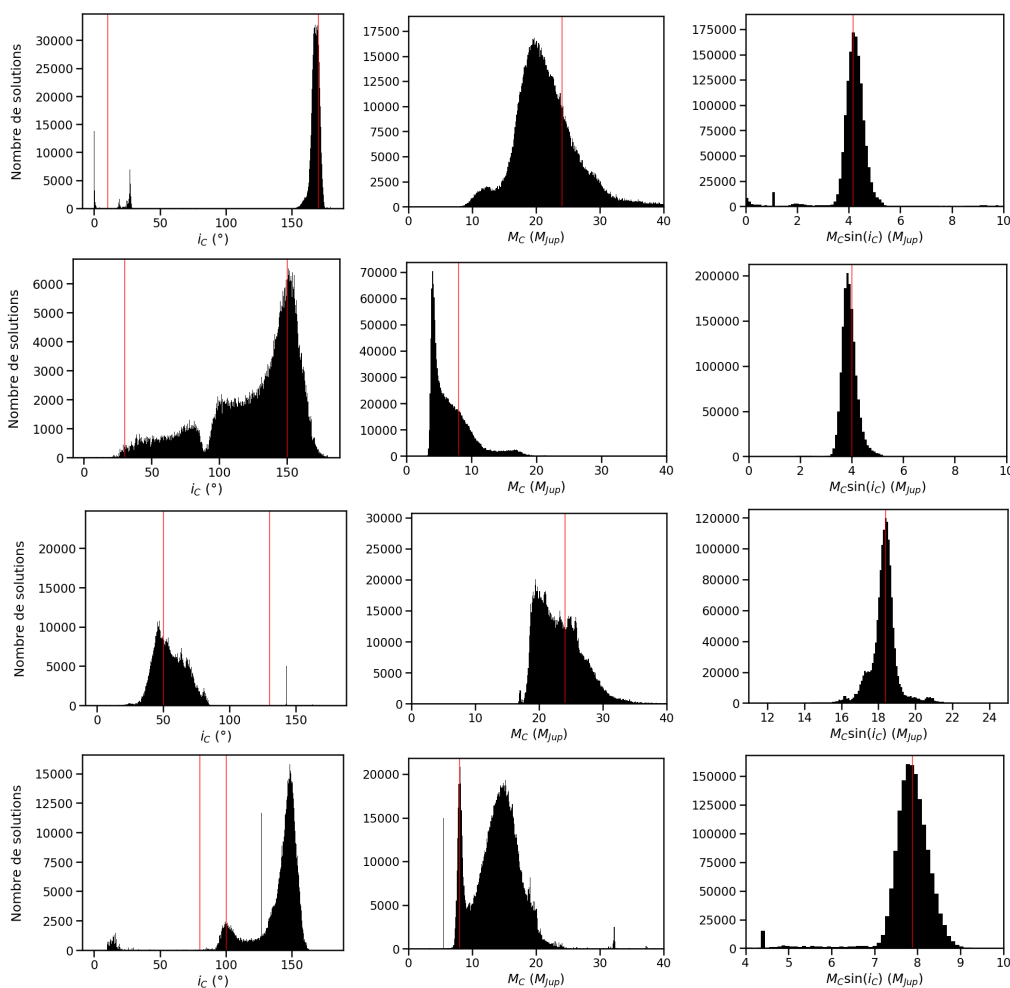


FIGURE 3.11 – Posteriors des paramètres i_C (première colonne), M_C (deuxième colonne) et $M_C \sin i_C$ (troisième colonne) des tests IC10, IC30, IC50 et IC80. Les vraies valeurs des paramètres i_C , M_C et $M_C \sin i_C$ sont indiquées par des lignes verticales rouges.

3 Couplage de l'imagerie directe et des vitesses radiales : limites de détection

La combinaison de différentes techniques permet d'obtenir de meilleures limites de détection, car on augmente les contraintes sur les paramètres orbitaux et l'on peut balayer une plus grande plage de séparations.

Précédemment, un outil avait été élaboré pour déterminer des limites de détection en combinant des données de vitesses radiales et des limites de détection d'imagerie directe : MESS II (Lannier et al. 2017). Cet outil est basé sur l'outil MESS (Bonavita et al. 2012) pour son mode de fonctionnement et sa partie imagerie directe, ainsi que sur la méthode de détermination de limites de détection en vitesses radiales LPA (*Local Power Analysis*, Meunier et al. (2012); Borgniet et al. (2017))^k.

^k. L'outil MESS II peut aussi déterminer les limites de détection en vitesses radiales par la méthode des RMS. Méthode que je n'aborderais pas, car je ne l'ai pas utilisé par la suite.

Dans la suite de ce manuscrit, j’aborderais les limites de détection obtenues avec MESS et MESS II comme des limites d’exclusion. Une planète dont la masse est supérieure à la limite de détection pour sa période est considérée comme exclue, car elle est incompatible avec les données.

3.1 Limites de détection en imagerie directe : MESS

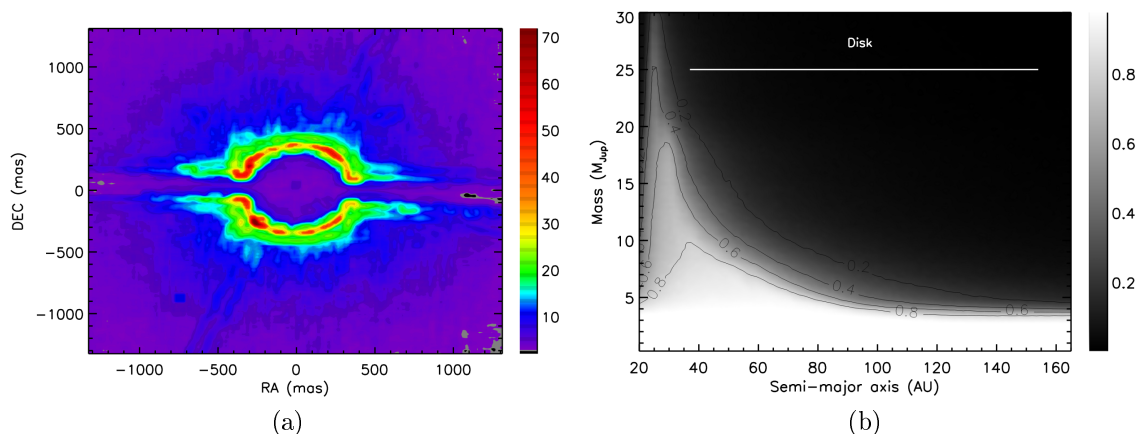


FIGURE 3.12 – (a) : Carte de limite de détection 2D en masse-séparation de l’étoile TWA 11 obtenue à partir d’une observation avec l’instrument NaCo. (b) : Carte de non-détection obtenue avec MESS à partir de cette limite de détection 2D. La position du disque de TWA 11 est présentée par une ligne blanche. (Bonavita et al. 2012)

L’outil MESS (*Multi-purpose Exoplanet Simulation System*) est un code Monte-Carlo en IDL décrit dans Bonavita et al. (2012), dont le principe consiste à générer une population fictive de planètes en tirant aléatoirement leurs paramètres orbitaux, puis à déterminer la fraction détectable d’entre elles, à partir de limites de détection en imagerie directe.

Ce code prend en entrée, entre autres, une carte de limite de détection 2D en masse, estimée à partir d’une observation en imagerie directe effectuée à un instant t . Cette carte limite de détection donne la masse minimale que doit avoir un compagnon pour être détecté, en fonction de sa position angulaire relative à l’étoile observée. Elle est déterminée à partir de la carte de contraste de l’observation au temps t , qui donne l’écart de luminosité maximum, que le compagnon doit avoir avec l’étoile pour être détecté. Pour convertir cette carte de contraste en masse, on utilise un modèle d’évolution basé sur une relation masse-luminosité-âge. Cette limite de détection dépend donc du modèle utilisé et de l’âge supposé de l’étoile. Un exemple est présenté en Figure 3.12a.

Si le temps t n’est pas donné en entrée, le code en tire un aléatoirement selon une loi uniforme dans un intervalle prédéfini qui dépend de l’instrument utilisé.

Le fonctionnement de MESS peut être résumé de la façon suivante :

- On génère d’abord les paramètres de la population de planètes. L’espace des paramètres est alors divisé en une grille (P, M_c) de taille (n_{seed}, n_{seed}) . Si cette

grille n'est pas directement donnée en entrée, elle peut être générée de façon uniforme ou selon une loi de puissance. Pour chaque point de cette grille, n_{gen} planètes sont générées, dont les 5 paramètres orbitaux restants sont générés suivant une loi uniforme. On a donc, au final $n_{seed} \times n_{gen}$ planètes générées. Ces paramètres peuvent aussi être directement donnés en entrée.

- On détermine ensuite la position sur leur orbite à l'instant t de chaque planète générée. Cette position est projetée sur le ciel et l'on en déduit la séparation apparente de la planète au temps de l'observation.
- On compare alors la masse de chaque planète avec la limite de détection, donnée en entrée, à leur position. Si la masse de la planète est supérieure à la limite de détection, alors la planète est considérée comme exclue. On obtient au final une carte de probabilité de non-détection, qui représente pour chaque point de la grille (P, M_c) , la fraction de planètes non-exclues par la limite de détection. Un exemple est donné en Figure 3.12b.

Cet outil ne permet malheureusement pas d'utiliser les données de plusieurs observations faites à des t différents sur la même étoile. Cela a participé à motiver l'élaboration de MESSII par J. Lannier (Lannier et al. 2017), qui permet entre autres de prendre en compte toutes les observations effectuées en imagerie directe sur une étoile, ce qui permet ainsi d'obtenir de meilleures contraintes et donc de meilleures limites de détection.

3.2 Limites de détection en vitesses radiales : la méthode LPA

La méthode LPA (*Local Power Analysis*, Meunier et al. (2012); Borgniet et al. (2017)) permet de déterminer une limite de détection à partir du périodogramme de données en vitesses radiales. Pour cela, on compare localement le périodogramme de planètes fictives avec celui des données.

Cette méthode prend en entrée une série de vitesses radiales en fonction du temps. Les étapes de cette méthode sont les suivantes :

- On génère le périodogramme des vitesses radiales observées.
- On génère une grille $(P, M_c \sin i)$ de taille (n_p, n_M) . Puis, pour chaque point de la grille, on génère les vitesses radiales de n_ϕ planètes de phases différentes, aux temps des vitesses radiales observées. On suppose une excentricité nulle^l et un système vu par la tranche. Ce nombre n_ϕ est en général de 100 ou 1000. Il s'agit d'un bon compromis pour avoir un coût numérique modéré tout en permettant d'éviter un résultat biaisé par une mauvaise couverture des phases.
- On génère ensuite le périodogramme des vitesses radiales ainsi générées.
- Ces périodogrammes sont ensuite comparés à celui des vitesses radiales observées, dans une fenêtre de périodes. Celle-ci est centrée sur la période P

^l. Utiliser l'hypothèse d'une orbite circulaire dans le calcul des limites de détection est courante dans le cadre de grands relevés de vitesses radiales (Cumming et al. 2008; Lagrange et al. 2009a; Borgniet et al. 2017; Grandjean et al. 2020) et ce malgré la légère sous-estimation des limites de détection qu'elle implique sur l'ensemble du relevé.

considérée et ses bornes extérieures sont déterminées de la façon suivante : $P_{min} = P * (1 - f)$ et $P_{max} = P * (1 + f)$, avec f un facteur compris entre 0 et 1, dont la valeur est généralement choisie à 0.25. On effectue alors le test suivant : si, dans cette fenêtre, le maximum du périodogramme d'une planète est 1.3 fois supérieur au maximum du périodogramme des vitesses observées, alors la planète est considérée comme exclue. En effet, sa présence est incompatible avec les données. La limite de détection correspond alors, pour chaque période P , au $M_c \sin i$ minimum pour lequel le nombre de planètes exclues est supérieur à 1.

Cette limite de détection ainsi obtenue correspond à une limite d'exclusion. Elle représente la masse minimale pour laquelle une planète est incompatible avec les données, en fonction de la période et ce avec un niveau de confiance maximum de $1 - \frac{1}{n_\phi}$.

3.3 Combinaison de l'imagerie directe et des vitesses radiales : MESS II

Vient ensuite MESS II, un outil IDL qui permet de déterminer des limites de détection en combinant imagerie directe et vitesses radiales, élaboré par Lannier et al. (2017). Son fonctionnement est similaire à celui de MESS et repose sur la génération d'une population de planètes fictives dont on va comparer le signal à des limites de détection.

Ce code prend en entrée :

- Une série de cartes de limites de détection 2D en masse, estimées à partir de chaque observation de l'étoile en imagerie directe, ainsi que la date de ces observations
- La taille des pixels de l'instrument en mas pix^{-1}
- Une série temporelle de vitesses radiales.
- Les paramètres de l'étoile : sa masse M_* en masse solaire et sa distance en pc.
- Les paramètres de la grille (P, M_c) : le nombre de points par ligne et colonne n_{seed} , et les bornes de la grille en P et en M_c .
- Le nombre de planètes générées par point de la grille n_{gen} , ainsi que les plages des paramètres suivants : e, i et Ω . Les bornes entre lesquelles sont tirés uniformément le temps de passage au périastre T_0 et l'argument du périastre ω sont fixes.

Le code est décomposé en deux parties. La première génère la population de planètes fictives et la seconde détermine une carte de probabilité à partir de cette population et des limites de détection.

Le premier code *planet_seed.pro* génère d'abord une grille (P, M_c) de taille (n_{seed}, n_{seed}). Pour chaque point de la grille sont générées n_{gen} planètes, ce qui correspond à n_{gen} jeux de 5 paramètres orbitaux, chacun tiré selon une loi uniforme.

Le second code *MQMESS_2D_skiporbit_LPA.pro* prend alors le relais. Il détermine d'abord la position angulaire relative de chaque planète pour chaque temps

d’observation en imagerie directe et les compares aux limites de détection 2D correspondantes. Si la masse d’une planète est supérieure à au moins une de ces limites de détection, à sa position, alors elle est considérée comme exclue.

Ensuite, pour chaque point de la grille où les planètes n’ont pas été exclues par l’étape précédente, il applique la méthode LPA pour déterminer les planètes exclues par les vitesses radiales. Deux vecteurs de périodes sont disponibles pour la génération des périodogrammes, l’un échantillonnant les faibles périodes ($p \in [1 : 1000]$ jours) et l’autre échantillonnant les plus fortes périodes ($p \in [1000 : 10000]$ jours). Le vecteur utilisé par le code est celui contenant la période de la planète testée. Cette sub-division de l’espace des périodes permet d’assurer un bon échantillonnage des périodogrammes quelle que soit la période de la planète testée.

On obtient donc une carte de probabilité d’exclusion en (P, M_c) . Elle peut ensuite être convertie en limite de détection. Pour cela on détermine, pour chaque période P de la grille, le M_c minimum pour lequel moins de 1% des planètes sont exclues. Le niveau de confiance de cette limite de détection est de $1 - \frac{1}{n_{gen}}$.

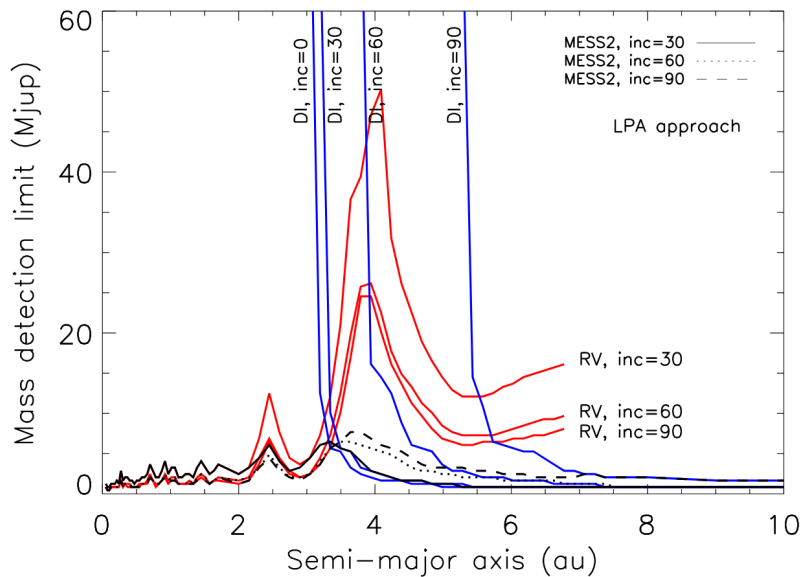


FIGURE 3.13 – Limites de détection obtenues avec MESS II pour l’étoile AU Mic, en imagerie directe seule (*bleu*), en vitesses radiales seule, par la méthode LPA (*rouge*) et enfin en combinant les deux (*noir*), le tout en fixant l’inclinaison à différentes valeurs : 0° , 30° , 60° et 90° . (Lannier et al. 2017)

Lannier et al. (2017) ont montré que les limites de détection obtenues avec MESS II étaient meilleures que celles obtenues indépendamment en vitesses radiales (LPA) et en imagerie directe (*cf* Fig. 3.13). En effet, une même planète d’orbite excentrique pourra être exclue par les vitesses radiales lors de son passage au périastre et par l’imagerie directe lors de son passage à l’apoastre. Ainsi, la probabilité réelle de détecter une telle planète s’approche plus de la somme des probabilités de détection de chaque technique que du maximum des deux.

3.4 pyMESS

Un inconvénient de l'outil MESS II est qu'il est codé en IDL, un langage propriétaire et payant, ce qui limite son accès et son amélioration par la communauté.

J'ai donc entrepris de transposer le code MESS II en python 3, dans l'optique d'un futur ajout des contraintes d'Hipparcos et Gaia.

J'ai pris comme base une version python de MESS élaboré par M. Bonavita, pour ensuite y ajouter les fonctionnalités de MESS II. L'approche de M. Bonavita a été de bâtir MESS comme une classe python.

L'ensemble des entrées de la classe pyMESS sont :

- Une ou plusieurs cartes de limites de détection 2D en masse-séparation, obtenue en imagerie directe.
- Les dates correspondant à chacune de ces limites de détection. Il est aussi possible de ne pas renseigner de temps si une seule limite de détection est donnée.
- La taille des pixels de l'instrument en mas pix^{-1} .
- Une séquence temporelle de vitesses radiales.
- Les paramètres de l'étoile : M_* en masse solaire et la distance en pc.
- Les bornes de la grille (a, M_c), ainsi que le pas en a et le pas en M_c (optionnel, des valeurs par défauts étant fixés).
- Les bornes des paramètres e, i et ω (optionnel).
- Les paramètres de la méthode LPA : le nombre de phases testées et le facteur déterminant la taille de la plage de période pour la comparaison des périodogrammes (optionnel).

Et ses fonctions sont les suivantes :

La fonction *ChangeGrid* permet de changer les bornes de la grille (a, M_c), ainsi que le pas de cette grille. Le nombre de points de la grille est alors déterminé par ces paramètres. Il n'est donc plus une entrée du code.

La fonction *gen_param* est similaire à celui *planet_seed.pro* et génère les paramètres orbitaux de la population de planètes.

La fonction *orbit* permet d'obtenir la position angulaire relative à l'étoile de l'ensemble des planètes et pour tous les temps d'observation en imagerie directe données en entrée. Si aucun temps est donné en entrée, une anomalie moyenne est tirée selon une loi uniforme pour chaque planète, ainsi chaque planète à une position sur son orbite tirée aléatoirement. Cette fonction appelle une fonction intermédiaire *get_relative_astrom*, qui projette les positions d'une planète autour de son étoile sur le ciel. Elle appelle elle-même une autre fonction intermédiaire *kepler*, qui résoud l'équation de Kepler pour une planète et un temps donné. Ces deux fonctions sont reprises de fonctions FORTRAN développées par H. Beust^m. Elles sont présentes dans le code évoqué dans l'article Bonnefoy et al. (2014).

La fonction *DI* détermine une matrice d'exclusion des planètes générées à partir de leur position et masse, en comparant celles-ci aux limites de détection 2D en

^m. De même, le choix d'utiliser ces fonctions a été motivé par la rapidité de calcul de FORTRAN

masse données en entrée. Comme pour MESS II, une planète est considérée comme exclue dans cette matrice, si elle est exclue par au moins une limite de détection 2D.

La fonction RV détermine une matrice d'exclusion des planètes générées par la méthode LPA, à partir des vitesses radiales données en entrée. Une option permet de prendre en compte la matrice d'exclusion obtenue avec la fonction DI . Les planètes déjà exclues par celle-ci ne sont alors pas considérées.

Enfin, la fonction det_proba_map transforme les matrices d'exclusions générées par DI et RV , en carte de probabilité d'exclusion en (P, M_c) . Pour cela, elle divise ces dernières par n_{gen} . Ainsi, suivant les options, on peut obtenir une carte de probabilité d'exclusion déterminée par l'imagerie directe seule, les vitesses radiales seules, ou la combinaison des deux.

L'exécution de pyMESS se fait via un code python qui appelle les différentes fonctions de la classe pyMESS. Celui-ci ouvre les fichiers comportant les cartes de limites de détection 2D en masse, la liste des dates correspondantes à ces limites et les vitesses radiales, pour une étoile donnée. Les caractéristiques de l'étoile et les valeurs des bornes des paramètres des planètes générées sont directement inscrites dans ce code.

J'ai écrit pour ce code une fonction qui détermine les limites de détection, à partir des résultats de pyMESS. Celle-ci prend comme entrées : une carte de probabilité d'exclusion obtenue avec pyMESS, la grille (a, M_c) correspondante et le niveau de la limite de détection X . Elle détermine ensuite la masse minimale pour laquelle au moins $X\%$ des planètes sont exclues en fonction de la période.

Une comparaison des résultats de pyMESS avec ceux de MESS II sur les mêmes données est présentée sur la Figure 3.14. pyMESS reproduit bien les résultats de MESS II.

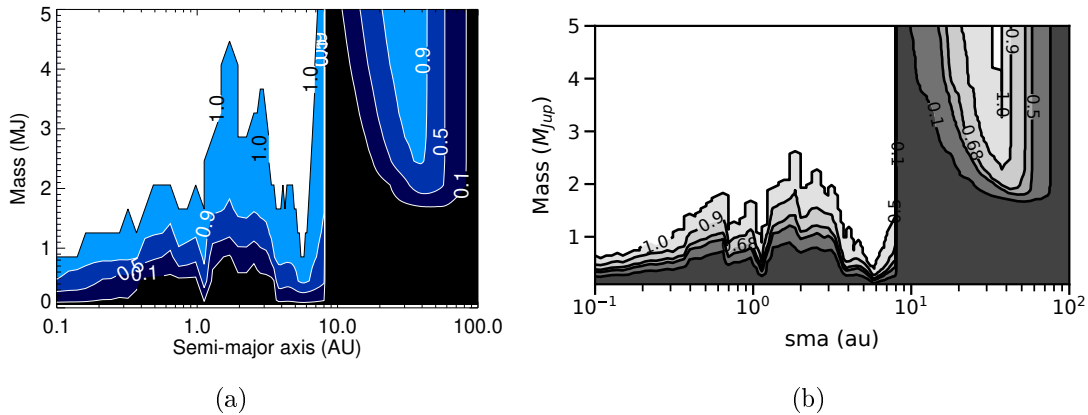


FIGURE 3.14 – Cartes de probabilité d'exclusion en masse-séparation de l'étoile HD 113337, obtenue avec MESS II ((a)) et avec pyMESS (b), à partir des mêmes données en imagerie directe et en vitesses radiales,

Lors de cette tâche de transposition du code MESS II d'IDL à python, j'ai corrigé erreur présente dans MESS II. En effet, le temps de passage au périastre T_0 y est déterminé de la façon suivante : $T_0 = t_0 - T_0^{seed} * P$, où T_0^{seed} est un facteur tiré

selon une loi uniforme entre 0 et 1, P est la période et t_0 est la date de la première observation des données prises en compte. Pour la partie inspirée de MESS, il s’agit de la première date en imagerie directe, tandis que pour la partie LPA, il s’agit de la première date des vitesses radiales. Ainsi pour une même planète, deux T_0 différents sont considérés. Ce qui implique que les deux méthodes n’évaluent pas la même orbite.

Dans pyMESS, un seul T_0 est tiré pour les deux méthodes, les vitesses radiales et l’imagerie directe évaluent donc bien la même orbite.

J’ai ensuite transmis pyMESS à A.-M. Lagrange et P. Rubini, qui ont amélioré son code d’exécution. Les caractéristiques de l’étoile et les valeurs des bornes des paramètres voulus pour la génération de la population de planète, sont désormais donnés dans des fichiers d’entrée. Cette version de pyMESS a été appliquée sur le système β Pic. Cette application est présentée dans Lagrange et al. (2020). L’intégration des contraintes d’Hipparcos et Gaia dans pyMESS est en cours.

3.5 Ajout des contraintes astrométriques d’Hipparcos et Gaia : Intérêt

De nos jours, les limites de détection obtenues par le couplage des vitesses radiales et de l’astrométrie relative restent élevées à la jonction de leurs domaines de sensibilité respectifs, pour les étoiles au-delà de 50 pc typiquement. Cela vient du fait que les bases de temps en vitesses radiales sont souvent trop courtes pour atteindre le domaine de sensibilité de l’imagerie directe. La position de cette jonction est différente pour chaque étoile, elle dépend de la base de temps des vitesses radiales, ainsi que la distance de l’étoile. Elle se trouve généralement entre quelques au et 10 au (comme illustré sur la Figure 3.13 et sur la Figure 3.14 par exemple).

Il est alors intéressant de coupler l’astrométrie absolue à ces techniques, car elle est particulièrement sensible dans cette plage de séparations. Les missions Hipparcos et Gaia ayant observé un grand nombre d’étoiles, ce sont des candidates idéales pour appliquer ce couplage.

Trois façons d’utiliser leurs données sont envisagées.

La première consiste à utiliser la méthode des vitesses propres que j’ai utilisées dans mon MCMC. Les planètes fictives exclues sont celles qui n’ajustent pas assez bien le modèle aux $\Delta\mu^{\alpha^*,\delta}$ mesurées. Cependant, les limites de ce modèle transitoire le rend peu pertinent pour établir une méthode de détermination de limites de détection définitive.

La deuxième consiste en deux étapes. La première étape est d’effectuer un ajustement à 11 paramètres ⁿ sur les données individuelles d’Hipparcos. Une planète fictive est exclue si ses paramètres n’ajustent pas assez bien le modèle aux données ou si le résultat de l’ajustement donne une parallaxe, des positions au temps de référence et des vitesses propres, trop éloignées de celles du catalogue d’Hipparcos (obtenue à partir d’un ajustement à 5 paramètres). La seconde étape consiste à déterminer

ⁿ. Ces 11 paramètres comprennent les 5 paramètres de la cycloïde qui résulte de l’effet de parallaxe et du mouvement propre de l’étoile et les 6 paramètres orbitaux du compagnon qui permettent de décrire le mouvement réflexe de l’étoile (*cf* Section 4.2.3 du Chapitre 1).

les positions de l'étoile aux temps supposés de Gaia, à partir du modèle à 11 paramètres, avec les paramètres du précédent ajustement sur les données individuelles d'Hipparcos. Finalement, on ajuste un modèle à 5 paramètres sur ces positions. Si le résultat de celui-ci est trop différent de celui du catalogue Gaia, alors la planète est exclue.

La troisième repose sur les données individuelles de Gaia. Une fois qu'elles seront publiées, il sera possible de faire un ajustement à 11 paramètres conjoint sur les données individuelles d'Hipparcos et de Gaia. Les planètes fictives seront exclues, si elles ne permettent pas d'ajuster correctement le modèle aux données.

Le choix parmi ces différentes méthodes est encore en discussion. La détermination de critères objectifs pour exclure les planètes fictives générées par pyMESS sera faite par la suite.

Chapitre 4

Études dynamique de systèmes individuels

Sommaire

1	Étude du système HD 206893	190
1.1	Présentation du système	190
1.2	Mise en évidence du compagnon interne	191
1.3	Confirmation du compagnon interne et étude du système multi-planétaire	206
2	Étude des systèmes HIP 36985 et HIP 113201	215
2.1	Le systèmes HIP 36985	215
2.2	Le système HIP 113201	227
3	Étude du système β Pictoris	239
3.1	Description du système	239
3.2	Découverte du compagnon interne	241
3.3	Mon apport à l'étude de ce système par l'utilisation des données d'Hipparcos et Gaia	242
3.4	Vers une étude complète du système	245

Au cours de ma thèse j'ai observé un grand nombre d'étoiles jeunes. Je me suis focalisé sur certaines d'entre elles, afin d'étudier leur système planétaire ou stellaire. Le but était de mieux connaître leurs compagnons, mais aussi de tester les modèles d'évolution, qui servent à estimer la masse des compagnons en imagerie directe. Il est précieux de tester ces modèles sur des compagnons jeunes (< 400 Ma) et peu massifs ($< 200 M_{\text{Jup}}$), car ils ont peu été testés par le passé dans cet espace de paramètre. Pour tester ces modèles, il faut déterminer la masse dynamique de compagnons imagés, ce qui n'est possible qu'en combinant la méthode de l'imagerie directe avec d'autres techniques. J'ai donc combiné astrométrie relative, vitesses radiales et, quand c'était pertinent, les données d'Hipparcos et Gaia, afin de contraindre les paramètres orbitaux et la masse dynamique de compagnons jeunes.

Pour cela j'ai élaboré des codes de MCMC qui sont décrits dans le chapitre précédent.

Le premier système que j’ai étudié est le système d’HD 206893, qui comporte une naine brune imagée (Milli et al. 2017). Son étude est présentée en Section 1 de ce chapitre.

J’ai ensuite étudié deux systèmes de naines M comportant chacun un compagnon stellaire imagé de faible masse. Je présente l’étude de ces deux systèmes en Section 2

Enfin, j’ai étudié le système multi-planétaire de β Pictoris. Son étude est présentée en Section 3.

1 Étude du système HD 206893

Tout d’abord, j’ai étudié le système HD 206893. Mon but fut en premier lieu de contraindre la masse dynamique du compagnon imagé, puis il a été de caractériser le second compagnon que j’ai découvert.

1.1 Présentation du système

L’étoile HD 206893 est une étoile de type F5V située à $40.81^{+0.11}_{-0.11}$ pc (Gaia Collaboration et al. 2018). Son âge est mal contraint. Il fut d’abord estimé entre 0.2 et 2 Gyr par Zuckerman et al. (2011), pour ensuite être ré-évalué à 250^{+450}_{-200} Myr par Delorme et al. (2017), via la méthode de Desidera et al. (2015) qui repose sur la combinaison de plusieurs méthodes d’estimation et indicateurs d’âges (cinématique, isochrones, gyrochronologie, Lithium, Ca II, etc.)

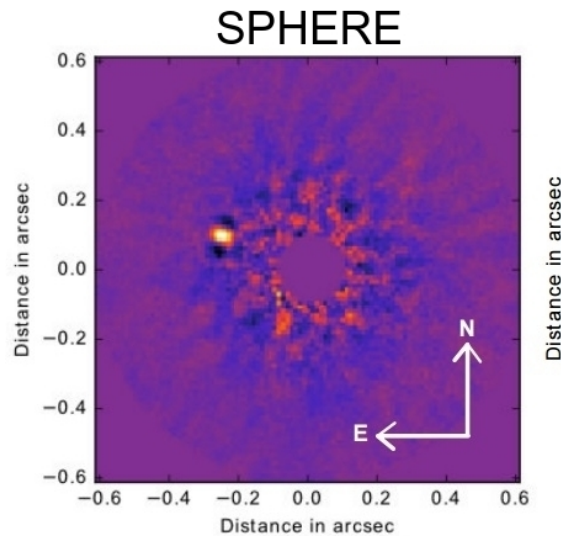


FIGURE 4.1 – Image d’HD 206893 B obtenue avec l’instrument SPHERE (Milli et al. 2017) .

L’intérêt pour ce système a commencé avec la découverte d’une naine brune par Milli et al. (2017) en imagerie directe avec l’instrument SPHERE (*cf* Figure 4.1). Ce compagnon a une séparation de 270 mas (soit une séparation projetée à l’époque des observations de 11 au). Par la suite, Milli et al. (2017) ont publié la possible

image d’un disque, ayant une inclinaison de $140 \pm 10^\circ$. Milli et al. (2017) ont estimé la période du compagnon à ~ 37 yr, à partir des deux mesures d’astrométrie relative obtenues avec les instruments SPHERE et NaCo^a. La masse du compagnon fut estimée entre 24 et 73 M_J , à partir de modèles d’évolution. Cette grande incertitude sur la masse vient de la grande incertitude sur l’âge du système. Ce compagnon est aussi l’objet substellaire le plus rouge connu (Milli et al. 2017; Delorme et al. 2017).

Ensuite, Delorme et al. (2017) raffina l’étude du système. Ils ont ré-estimé l’âge du système à 250^{+450}_{-200} Myr, la masse du compagnon entre 12 and 50 M_J en fonction de l’âge du système, ainsi que les paramètres orbitaux du compagnon ($P \sim 27$ yr). La masse totale du système fut aussi ré-estimée à $1.32 \pm 0.02 M_\odot$.

Le disque est désormais résolu grâce à ALMA (Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array, au Chili, Bachiller & Quintanilla (2008); Vanden Bout (2005)) et il présente un sillon situé à 74 au qui pourrait être associé à une planète géante (Marino et al. 2020).

1.2 Mise en évidence du compagnon interne

L’étoile HD 206893 fait partie de l’échantillon du relevé HARPS YNS (*cf* Section 1 du Chapitre 2 et Grandjean et al. (2020)) et elle fut observée entre octobre 2016 et mai 2018, comptabilisant 66 spectres au total. Nous avons repéré une dérive dans les vitesses radiales de l’étoile, en plus de variations à court terme. Cette dérive ne vient pas de la dérive séculaire de l’étoile due à son mouvement par rapport au Soleil. Le raisonnement reposant sur le plus faible nombre d’hypothèses était que cette dérive provenait de la naine brune imagée. Ainsi, en couplant les mesures d’astrométrie relative de ce compagnon et les vitesses radiales, il était en théorie possible de contraindre la masse dynamique de ce dernier. Cela aurait permis de tester les modèles d’évolution sur une jeune naine brune, voire de contraindre l’âge du système avec une plus grande précision que précédemment.

En plus de ces mesures en vitesses radiales, deux nouvelles observations du compagnon avaient aussi été effectuées avec l’instrument SPHERE depuis l’étude de Delorme et al. (2017).

J’ai donc effectué une étude de ce système avec ces nouvelles mesures et en couplant astrométrie relative, vitesses radiales et positions et vitesses propres d’Hipparcos et Gaia. Cette étude est présentée dans la lettre Grandjean et al. (2019) publiée dans *A&A*, reproduite ci-dessous.

L’utilisation conjointe des vitesses radiales et de l’astrométrie relative a indiqué une masse très élevée pour la naine brune ($\sim 130 M_{Jup}$), incompatible avec sa luminosité, tandis que les $\Delta\mu^{\alpha^*,\delta}$ d’Hipparcos et Gaia ont indiqué une masse faible pour celle-ci ($\sim 9 M_{Jup}$), plus faible qu’estimée en imagerie directe. Cette incompatibilité entre les différents observables, ainsi que l’incompatibilité des masses dynamiques contraintes lors de cette étude avec celle estimée en imagerie directe, ont indiqué que l’hypothèse de départ de l’étude était erronée. De plus, j’ai observé que le compagnon imagé ne peut pas expliquer à lui seul le $\Delta\mu_G^{\alpha^*}$ observé.

^a. LeNasmyth Adaptive Optics System (NAOS) Near-Infrared Imager and Spectrograph (CONICA) nommé NaCo est un ancien instrument du VLT à l’observatoire de Paranal au Chili, décomissionné en octobre 2019

La conclusion de mon article a donc été que la dérive en vitesses radiales ne peut venir du compagnon imagé. La présence d’un second compagnon de plus faible séparation qu’HD 206893 B est nécessaire pour expliquer cette dérive et le $\Delta\mu_G^*$ observé. Dans cet article, j’ai estimé, à partir des vitesses radiales disponibles, que le $M_c \sin i$ de ce compagnon était de l’ordre de $15 M_{\text{Jup}}$ ($M_c = 30 M_{\text{Jup}}$ si de même inclinaison qu’HD 206893 B) et j’ai estimé que sa période était entre 1.6 et 4 yr (1.4 et 2.1 au respectivement), pour des raisons de stabilité du système. (*cf* Figure 4.2). J’ai aussi attribué les variations à court terme des vitesses radiales à des pulsations.

Le système d’HD 206893 est, avec le système β Pic (Lagrange et al. 2019), le second système comportant un compagnon détecté en imagerie directe et un compagnon mis en évidence en vitesses radiales. Il est d’ailleurs très similaire à ce dernier, il comporte deux compagnons orbitant respectivement vers 2 – 3 au et 10 au, autour d’une étoile massive jeune. Mais HD 206893 est plus âgée que β Pic et elle est moins massive, tandis que ses compagnons sont plus massifs. De plus, ces derniers sont sûrement des naines brunes peu massives ($\sim 30 M_{\text{Jup}}$) et peu d’objets de cet âge sont connus. HD 206893 est donc un système particulièrement intéressant.

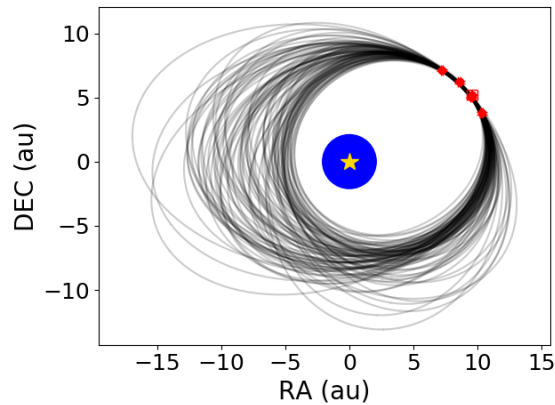


FIGURE 4.2 – Ensemble de solutions en astrométrie relative d’HD 206893 B correspondant aux paramètres des chaînes du MCMC à la dernière itération de celui-ci (*noir*), comparées aux observations (*Rouge*). (Grandjean et al. 2019) L’ellipse bleue indique l’endroit où l’orbite du compagnon interne peut se trouver et l’étoile jaune indique la position de l’étoile hôte.

LETTER TO THE EDITOR

Constraining the properties of HD 206893 B

A combination of radial velocity, direct imaging, and astrometry data[★]

A. Grandjean¹, A.-M. Lagrange¹, H. Beust¹, L. Rodet¹, J. Milli², P. Rubini³, C. Babusiaux^{1,4}, N. Meunier¹, P. Delorme¹, S. Aigrain⁵, N. Zicher⁵, M. Bonnefoy¹, B. A. Biller^{6,7,16}, J.-L. Baudino⁸, M. Bonavita^{6,7}, A. Boccaletti⁹, A. Cheetham¹⁰, J. H. Girard¹¹, J. Hagelberg¹⁰, M. Janson¹², J. Lannier¹, C. Lazzoni¹³, R. Ligi¹⁴, A.-L. Maire¹⁵, D. Mesa¹⁶, C. Perrot^{9,17,18}, D. Rouan⁹, and A. Zurlo^{19,20,21}

(Affiliations can be found after the references)

Received 11 January 2019 / Accepted 24 May 2019

ABSTRACT

Context. High contrast imaging enables the determination of orbital parameters for substellar companions (planets, brown dwarfs) from the observed relative astrometry and the estimation of model and age-dependent masses from their observed magnitudes or spectra. Combining astrometric positions with radial velocity gives direct constraints on the orbit and on the dynamical masses of companions. A brown dwarf was discovered with the VLT/SPHERE instrument at the Very Large Telescope (VLT) in 2017, which orbits at ~ 11 au around HD 206893. Its mass was estimated between 12 and 50 M_J from evolutionary models and its photometry. However, given the significant uncertainty on the age of the system and the peculiar spectrophotometric properties of the companion, this mass is not well constrained.

Aims. We aim at constraining the orbit and dynamical mass of HD 206893 B.

Methods. We combined radial velocity data obtained with HARPS spectra and astrometric data obtained with the high contrast imaging VLT/SPHERE and VLT/NaCo instruments, with a time baseline less than three years. We then combined those data with astrometry data obtained by HIPPARCOS and *Gaia* with a time baseline of 24 yr. We used a Markov chain Monte Carlo approach to estimate the orbital parameters and dynamical mass of the brown dwarf from those data.

Results. We infer a period between 21 and 33 yr and an inclination in the range $20\text{--}41^\circ$ from pole-on from HD 206893 B relative astrometry. The RV data show a significant RV drift over 1.6 yr. We show that HD 206893 B cannot be the source of this observed RV drift as it would lead to a dynamical mass inconsistent with its photometry and spectra and with HIPPARCOS and *Gaia* data. An additional inner (semimajor axis in the range 1.4–2.6 au) and massive ($\sim 15 M_J$) companion is needed to explain the RV drift, which is compatible with the available astrometric data of the star, as well as with the VLT/SPHERE and VLT/NaCo nondetection.

Key words. techniques: radial velocities – techniques: high angular resolution – astrometry – brown dwarfs – binaries: close

1. Introduction

Owing to their wide separations from their host stars (>20 au), dynamical masses of directly imaged planet and brown dwarf (BD) companions are difficult to measure. Thus, most of the current mass estimates for these companions rely on evolutionary models. These models still require qualification, especially at young ages. Such calibrations can be performed using systems for which the companion mass is independently measured.

Indirect measurements of the host star can also provide important constraints on companion properties. In particular, measuring the radial velocity (RV) of a host star enables measurement or at least a constraint on the dynamical mass, $M_c \sin i$, of a companion. Calissendorff & Janson (2018), Snellen & Brown (2018), and Dupuy et al. (2019) demonstrated that HIPPARCOS and *Gaia* measurements of the proper motion of a host star can also be used to better constrain the dynamical mass of its companion.

HD 206893 is a nearby F5V star, located at $40.81^{+0.11}_{-0.11}$ pc (Gaia Collaboration 2018). Zuckerman & Song (2004) esti-

mated an age between 0.2 and 2 Gyr, which was later refined to 250^{+450}_{-200} Myr by Delorme et al. (2017) using Desidera et al. (2015) method. Additional characteristics of the stars are presented in Table 1.

Milli et al. (2017) discovered a BD companion around HD 206893 via direct imaging using the High-contrast Exoplanet REsearch (SPHERE) instrument (Beuzit et al. 2008) and the NaCo instruments at the Very Large Telescope (VLT). The companion has a projected separation of 270 mas (11 au). The star also appears to host a barely resolved disk inclined by $40 \pm 10^\circ$ from pole-on. From their data taken in 2015–2016, Milli et al. (2017) estimated a period of ~ 37 yr, in the case of low eccentricity, and the mass of the companion from models in the range 24 to 73 M_J , for a corresponding age in the range 0.2 to 2 Gyr. Using these data and VLT/SPHERE epochs taken in 2016, Delorme et al. (2017) refined the orbital parameters, finding a period P of ~ 27 yr and mass M_c between 12 and 50 M_J for a corresponding age in the range 50–700 Myr. As the age of the system is poorly known, the estimated mass of HD 206893 B, derived from brightness-mass relations, is still poorly constrained.

We report on the High Accuracy Radial velocity Planet Searcher (HARPS) observations of HD 206893, which reveal

[★] HARPS run 089.C-0739(A), 192.C-0224(C), 099.C-0205(A), 098.C-0739(A) and 1101.C-0557(A); SPHERE run 096.C-0388, 097.C-0865(D) and 099.C-0708(A); *Gaia* DR2.

Table 1. HD 206893 stellar parameters.

Parameter	Value	Ref
V (mag)	6.67	<i>Tycho-2</i> ⁽¹⁾
$B - V$ (mag)	0.44	<i>Tycho-2</i> ⁽¹⁾
Parallax (mas)	24.51 ± 0.06	<i>Gaia</i> DR2 ⁽²⁾
μ_α (mas yr ⁻¹)	93.78 ± 0.09	<i>Gaia</i> DR2 ⁽²⁾
μ_δ (mas yr ⁻¹)	0.016 ± 0.08	<i>Gaia</i> DR2 ⁽²⁾
M_* (M_\odot)	1.32 ± 0.02	Delorme ⁽³⁾
i_* (°)	30 ± 5	Delorme ⁽³⁾
T_{eff} (K)	6500 ± 100	Delorme ⁽³⁾
Age (Myr)	250^{+450}_{-200}	Delorme ⁽³⁾
RV (km s ⁻¹)	-12.45	<i>Gaia</i> DR2 ⁽²⁾
$V \sin i$ (km s ⁻¹)	29	This work
$\log R_{HK}$	-4.65 ± 0.02	This work

References. ⁽¹⁾Høg et al. (2000), ⁽²⁾*Gaia* Collaboration (2018), ⁽³⁾Delorme et al. (2017).

an RV drift and two new VLT/SPHERE datasets. The data are presented in Sect. 2, and the analysis of the RV is presented in Sect. 3. In Sect. 4 we use high contrast direct imaging observations to constrain the orbit of HD 206893 B. In Sect. 5 we combine high contrast direct imaging and RV observations to constrain the orbit and dynamical mass of HD 206893 B. In Sect. 6 we combine high contrast direct imaging, RVs, and proper motion data of the host star from HIPPARCOS and *Gaia* (presented in Sect. 2.3) to fully constrain the system. Finally, we discuss our results in Sect. 7.

2. Data

2.1. Radial velocities

HD 206893 was observed over a 1.6 year timespan, between October 2016 and May 2018 with HARPS (La Silla, ESO) (Mayor et al. 2003), as part of our Young Nearby Stars survey (YNS; Lagrange et al. 2013). A total of 66 spectra were obtained with a sun altitude below -10° . We use our Spectroscopic data via analysis of the Fourier Interspectrum RVs (SAFIR) software (Galland et al. 2005) to compute the RVs, which are shown in Fig. 1a.

2.2. Direct imaging astrometry

In this paper, we used all epochs obtained for HD 206893 with VLT/SPHERE in Infra-Red Dual Imaging and Spectrograph (IRDIS) mode and with VLT/NaCo. Milli et al. (2017) obtained the first epochs in 2015 and 2016. Then, as part of the SpHere INfrared survey for Exoplanets (SHINE) survey (Chauvin et al. 2017), HD 206893 was observed with SPHERE in September 2016, whose results are reported in Delorme et al. (2017). Finally, HD 206893 was observed two more times with SPHERE in 2017, as part of the follow-up of the SPHERE High-Angular Resolution Debris Disk Survey (SHARDDS; Milli et al. 2017), and in 2018, as part of the SHINE survey.

The data were reduced and calibrated as described in Maire et al. (2016) and Delorme et al. (2017). Table 2 summarizes the observational set up and the measured positions of the companion. The companion positions are presented in Fig. 1b. The last epoch shows a curvature of the trajectory, which is promising for further orbital characterization of the companion.

Table 2. Astrometry: separation and position angle of HD 206893 B.

Date	Instrument and filter	Separation (mas)	Position angle (°)
2015-Oct.-04	SPHERE <i>H</i>	270.4 ± 2.6	69.95 ± 0.55
2016-Aug.-08	NaCo L'	268.8 ± 10.4	61.6 ± 1.9
2016-Sep.-16	SPHERE <i>K1/K2</i>	265 ± 2	62.25 ± 0.1
2017-Jul.-14	SPHERE <i>H</i>	260.3 ± 2	54.2 ± 0.4
2018-Jun.-20	SPHERE <i>H2/H3</i>	249.11 ± 1.6	45.5 ± 0.37

2.3. HIPPARCOS and *Gaia* proper motion

Proper motion and position measurements for HD 206893 are available from both the HIPPARCOS (van Leeuwen 2007) and *Gaia* (*Gaia* Collaboration 2018) missions, with a time baseline of 24 years between the two missions.

HIPPARCOS and *Gaia* probe the position of the photocenter of the system, which is not the same as the barycenter of the system. Once corrected from the difference in position of the star induced by the companion, the proper motion deduced from the difference of position between HIPPARCOS and *Gaia* measurements corresponds to the proper motion of the barycenter of the system. The difference between the proper motion as measured by HIPPARCOS and *Gaia* and the barycenter proper motion provides information on the variation of the tangential velocity over the duration of both datasets (two years for HIPPARCOS, more than two years for *Gaia*).

These measurements thus constrain both the orientation of the orbit and the dynamical mass of the companion because the impact of the companion on the proper motion of the star should be within the uncertainties of the measurements. Snellen & Brown (2018) and Dupuy et al. (2019) have provided an example of such constraints gained by combining HIPPARCOS and *Gaia* measurements with direct imaging and RV constraints for the planet β Pic b.

Both the HIPPARCOS and *Gaia* five-parameter solutions are well behaved for HD 206893 (see Appendix D.1). We present the proper motion measured by HIPPARCOS and *Gaia* and the proper motion deduced from the difference of position in Table 3.

3. Radial velocity analysis

The RVs show a strong dispersion due to high frequency variations (hereafter HF). In addition, a linear trend is clearly present (see Fig. 1).

The HF variations seem to have periods slightly less than one day (see Fig. 1a), which is consistent with the photometric variations reported in Delorme et al. (2017). Given the star's spectral type of F5V, the variations could a priori either be due to pulsations or spots. The bisector velocity span (BVS; Queloz et al. 2001) versus RV diagram shows a vertical spread on the 2018 observations and our last epoch shows sinusoidal variations over one hour (see Fig. 2). Such a short timescale indicates that the HF variations are due to pulsations rather than magnetic activity. Additionally, vertical (BVS, RV) spread also indicates pulsations rather than spots because spots usually produce a correlation between RV and BVS (see examples in Lagrange et al. 2009, 2013).

A linear regression gives a slope of $92 \text{ m s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ for the trend. However, because of the very poor data sampling in 2017, coupled with high amplitude stellar variations, the slope is not

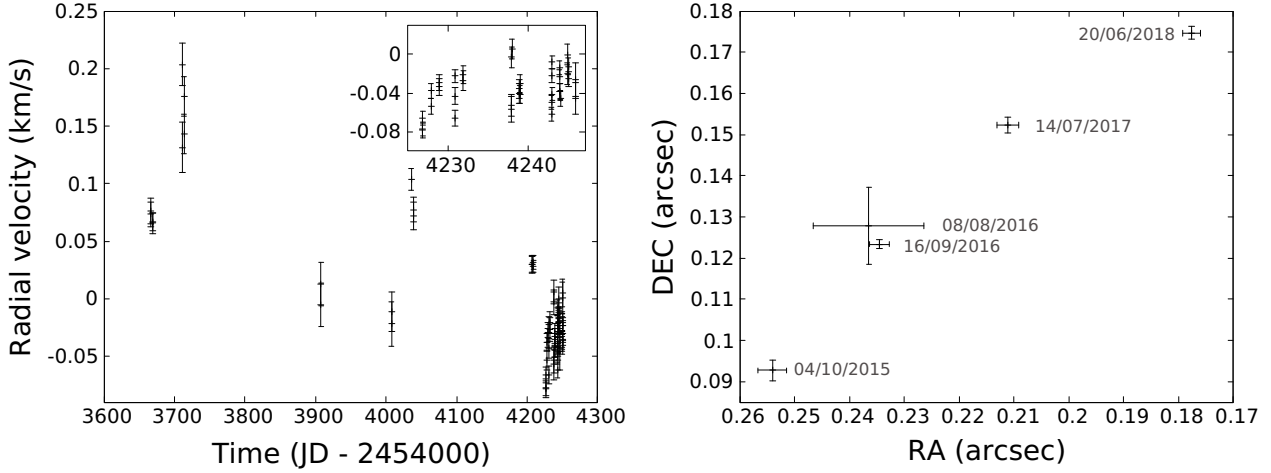


Fig. 1. *Left:* HARPS RV variations of HD 206893 over a 700 day period, *Top right corner:* zoom on short-term variations. *Right:* position of HD 206893 B relative to the host star, as measured with VLT/SPHERE and VLT/NaCo at different epochs.

Table 3. HIPPARCOS-2 and *Gaia* DR2 proper motion and proper motion deduced from the difference of position.

	μ^{RA}	σ_{μ}^{RA}	μ^{Dec}	$\sigma_{\mu}^{\text{Dec}}$
	(mas yr ⁻¹)		(mas yr ⁻¹)	
HIPPARCOS	93.6	0.66	0.4	0.37
HIPPARCOS- <i>Gaia</i>	94.21	0.02	0.17	0.014
<i>Gaia</i>	93.8	0.1	-0.11	0.09

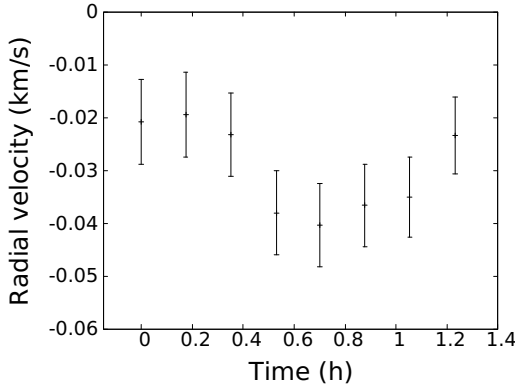


Fig. 2. HD 206893 RV variations on JD 2458249.

well constrained. Binning the RV would also lead to a poor estimation of the slope.

To better constrain the slope of the trend, we used a genetic algorithm that fits the RV variations with a sum of 3 sine functions with periods between 0.5 and 2 days to fit the pulsations plus a linear slope to fit the long-term RV variations and an offset to account for the fact that the RV are relative to a reference spectrum (Galland et al. 2005). Fitting three sine function components provides a good overall fit without over-fitting. We used 500 different seeds to estimate the uncertainties associated with the fit. We obtained a median slope of $87_{-14}^{+16} \text{ ms}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ and a median offset of $1_{-0.15}^{+0.17} \text{ km s}^{-1}$. Given the resulting (offset,slope) distribution, we can associate to each date a distribution of RV with a linear model. We present this RV distribution in Figure 3. Our RV observations fit broadly into three distinct time epochs.

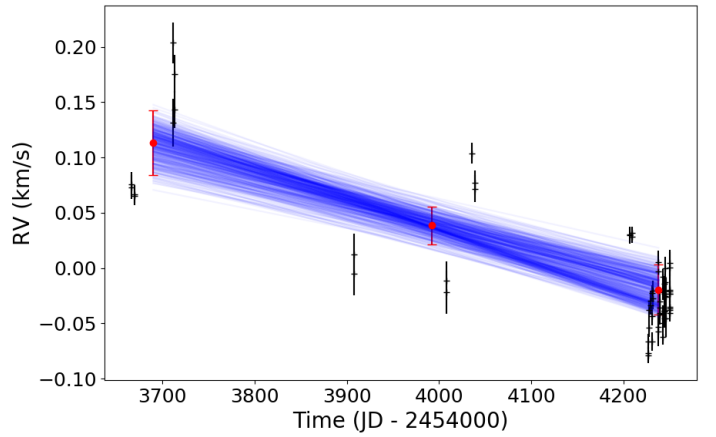


Fig. 3. RV drifts solutions deduced from the fit of the pulsations (blue) and deduced RV (red). The original RV are plotted in black.

For each of these epochs, we estimated the corresponding RV of the drift and its $1-2\sigma$ errorbar from the median of the RV distribution and its $1-2\sigma$ limits at the mean date of the epoch. The resulting RVs are presented in red in Fig. 3. We use these RVs in the rest of the study.

4. Direct imaging astrometry

To constrain the orbital parameters of the BD we fit the astrometry of the companion using a Bayesian approach. We used the model described in Bonnefoy et al. (2014) based on the six orbital parameters to compute the astrometric position of the companion. This model was implemented into the likelihood function used by the python implementation of the Affine Invariant Markov chain Monte Carlo (MCMC) Ensemble sampler *emcee* (Foreman-Mackey et al. 2013; Goodman & Weare 2010). We describe the parameters and our priors in Appendix E.1.

We present the results of the MCMC run in Fig. A.1, and the $1-2\sigma$ intervals in Table 4. At the end of the MCMC run, the median reduced χ^2 of the chain is 1.1, with a standard deviation of 0.4, ensuring that the data are well fit by the model. We find a period consistent within 1σ with 27 yr period estimated by Delorme et al. (2017); in our results P is in the range 21–33 yr. The orbit is most likely eccentric, between 0 and 0.5, and has

Table 4. 1σ and 2σ intervals of the orbital parameters of HD 206893 B estimated by the MCMC on the companion astrometry alone.

Parameter	1σ interval		2σ interval	
P (yr)	21	33	19	41
TP (yr)	-7	-0.3	-14	7.7
e	0.08	0.38	0.01	0.42
i ($^\circ$)	139	160	134	171
Ω ($^\circ$)	Max at 255 mod 180			
ω ($^\circ$)	Max at 55 mod 180			

a maximum of probability at 0.37. We find an inclination in the range $20\text{--}41^\circ$ from pole-on, which is consistent with the inclination of the disk, i.e., $i_{\text{Disk}} = 40 \pm 10^\circ$, and the inclination of the equatorial plane of the star, i.e., $i_* = 30 \pm 5^\circ$. The orbit of the BD is then likely coplanar with the disk and in the equatorial plane of its host star. We note a strong degeneracy between period and inclination. We also find a degeneracy between inclination and eccentricity and between the period and eccentricity. We do not discriminate between extended and inclined circular orbits and shorter, eccentric and close to pole-on orbits.

5. Direct imaging astrometry and RV analysis

To constrain the dynamical mass of the BD, we assumed that the observed companion was responsible for the RV drift then fit the combined RV, presented in Sect. 3, and direct imaging data with a MCMC. Our approach is similar to that used by Bonnefoy et al. (2014) on β Pic b. We used the six orbital parameters, the mass of the BD, and an offset in the RV in our orbital fit. This model was implemented into the likelihood function of our MCMC. We describe the parameters and our priors in Appendix E.2.

We present the results of the MCMC run in Appendix B. At the end of the MCMC run, the median reduced χ^2 of the chain is 1.1, with a standard deviation of 0.4, ensuring that the data are well fit by the model. We find similar orbital parameters compared to the fit on the astrometric position of the companion alone. The dynamical mass is now constrained, essentially between 60 and $720 M_J$ (2σ) with a maximum of probability at $140 M_J$. This mass is incompatible at 2σ with the $12\text{--}50 M_J$ mass inferred from its observed photometry and spectra by Delorme et al. (2017).

6. Direct imaging astrometry, RV, and star proper motion analysis

The proper motion induced by HD 206893 B during HIPPARCOS and *Gaia* observations should be consistent with the difference between the proper motion measured by HIPPARCOS and *Gaia* and the barycenter proper motion. The HIPPARCOS and *Gaia* measurements provide mass constraints complementary to those from the RV observations, as the observed proper motion traces the tangential velocity of the star induced by the BD. HIPPARCOS and *Gaia* astrometry also yields information on the orientation of the orbit and is thus complementary to direct imaging astrometry as well.

None of the solutions at the end of the MCMC on the companion relative astrometry and RV fit HIPPARCOS or *Gaia* measurements in right ascension and declination, as the amplitude of the tangential velocity is too high (see Fig. B.3).

We add the model to compute the proper motion induced by the companion and the reference proper motion in the likeli-

hood function of the MCMC (see Appendices D.3 and D.2). We describe the parameters and our priors in Appendix E.3. Then, we run the MCMC with the direct imaging astrometric data, the three RV epochs presented in Sect. 3 and the proper motion measured by HIPPARCOS and *Gaia*. The results are presented in Appendix C. At the end of the MCMC run, the median reduced χ^2 of the chain is 3.4; the standard deviation is 0.5, which is significantly worse than the results on relative astrometry and RV. The median χ^2 on the RV data is six times higher than for the solutions of the MCMC on the direct imaging astrometry and RV. We find a mass of $10_{-4}^{+5} M_J$, which is consistent at 1σ with the mass inferred from the photometry and spectra of HD 206893 B by Delorme et al. (2017); this result favors the hypothesis of young ages. This indicates that HIPPARCOS and *Gaia* are probing the dynamical influence of the BDs but not the RVs.

However, the median χ^2 on the companion astrometry is slightly worse than for the solutions of the MCMC on the direct imaging alone, but not significantly. Moreover, HIPPARCOS and *Gaia* proper motion are well fitted except for the *Gaia* proper motion in RA that is not fitted because the HD 206893 B tangential velocity contribution in RA was null during *Gaia* observations. We also find longer periods, P between 35 and 54 years with a maximum at 39 years, which are only consistent at $2\text{--}\sigma$ with the periods found in Sect. 4. Adding HIPPARCOS and *Gaia* constraints favors lower eccentricities, with a maximum at 0.14, and orbits misaligned with the star equator plane, about $i = 45_{-3}^{+3}$ from pole-on. In order to fit HIPPARCOS and *Gaia* data, the MCMC selected results that fit the companion astrometry less well and therefore were discarded by the MCMC done in Sects. 4 and 5, which shows that HIPPARCOS and *Gaia* data do not probe the dynamical influence of the BD only.

7. Discussion

Assuming that the RV drift in the RV of HD 206893 is due to HD 206893 B leads to a mass that is incompatible at 2σ with the $12\text{--}50 M_J$ mass inferred from its observed photometry and spectra by Delorme et al. (2017) and with HIPPARCOS and *Gaia* proper motion measurements.

An additional inner body that would contribute significantly to the observed RV drift and the tangential velocity in RA is needed. Its orbital period should be larger than our time baseline of 1.6 yr (1.4 au). We used the following formula from Lazzoni et al. (2018) for the width of the chaotic zone around a planet to estimate the third body's semimajor axis a_{crit} beyond which the system is not stable:

$$a_{\text{crit}} = a_B(1 - e_B)(1 - 1.8(\mu e_B)^{\frac{1}{5}}), \quad (1)$$

where a_B is the first companion semimajor axis, e_B is its eccentricity, and μ is the mass ratio of the first companion to the star. Using the characteristics of HD 206893 AB estimated by Delorme et al. (2017), $M_* = 1.32 M_\odot$, $M_c = 22 M_J$, $e = 0.31$ and a_B between 8 and 10 au, we obtain a critical semimajor axis between 2.1 and 2.6 au, which corresponds to periods between 3 and 4 yr and to an angular separation on the sky between 50 and 60 mas. The critical semimajor axis can be underestimated because the presence of the inner companion induces a wobble of the host star, which produces a bias on the relative positions of the BD toward the host star and thus produces a bias on the eccentricity of its orbit (Pearce et al. 2014). To constrain the properties of the inner body, we used a MCMC to fit the RV alone with a sinusoid ($e = 0$) and for the inclination of the star: $i = 30^\circ$ from pole-on, leaving free the phase, mass of the second

companion, and period between 1.6 and 4 yr. The fit converges to a mass of $15 M_J$. Such a mass would lead to a contrast lower than 10^{-4} in the near infrared. Given the expected contrast and the upper limit on the separation, it is not possible to detect this body with VLT SPHERE. This third body can be compatible with the HIPPARCOS and *Gaia* constraint as its period is close to their time baseline; the impact of this third body on the proper motion of the star is then averaged.

HIPPARCOS and *Gaia* data imply a dynamical mass of $10^{+5}_{-4} M_J$ for HD 206893 B. This low mass is compatible with an age for the system lower than 50 Myr. Its probability of membership to the Argus association is higher than previously estimated. It would also explain the low luminosity of the BD compared to the models and its redness reported by Delorme et al. (2017). However, we note that this mass can be under or overestimated as the presence of the second companion could impact on the star tangential velocity. More RV and direct imaging data are needed to further constrain both companions of HD 206893 system.

Acknowledgements. We acknowledge support from the French CNRS and from the Agence Nationale de la Recherche (ANR grant GIPSE ANR-14-CE33-0018). Part of the observations were performed under SHINE GTO time. These results have made use of the SIMBAD database, operated at the CDS, Strasbourg, France. The authors thank Philippe Delorme and Eric Lagadec (SPHERE Data Center) for their help with the data reduction. We acknowledge financial support from the Programme National de Planétologie (PNP) and the Programme National de Physique Stellaire (PNPS) of CNRS-INSU. This work has also been supported by a grant from the French Labex OSUG@2020 (Investissements d’avenir – ANR10 LABX56). The project is supported by CNRS. This work has made use of the SPHERE Data Centre, jointly operated by OSUG/IPAG (Grenoble), PYTHEAS/LAM/CeSAM (Marseille), OCA/Lagrange (Nice), and Observatoire de Paris/LESIA (Paris). SPHERE is an instrument designed and built by a consortium consisting of IPAG (Grenoble, France), MPIA (Heidelberg, Germany), LAM (Marseille, France), LESIA (Paris, France), Laboratoire Lagrange (Nice, France), INAF – Osservatorio di Padova (Italy), Observatoire astronomique de l’Université de Genève (Switzerland), ETH Zurich (Switzerland), NOVA (Netherlands), ONERA (France), and ASTRON (Netherlands), in collaboration with ESO. SPHERE was funded by ESO, with additional contributions from the CNRS (France), MPIA (Germany), INAF (Italy), FINES (Switzerland), and NOVA (Netherlands). SPHERE also received funding from the European Commission Sixth and Seventh Framework Programs as part of the Optical Infrared Coordination Network for Astronomy (OPTICON) under grant number RII3-Ct-2004-001566 for FP6 (2004–2008), grant number 226604 for FP7 (2009–2012), and grant number 312430 for FP7 (2013–2016). This work has been supported by a grant from Labex OSUG@2020 (Investissements d’avenir – ANR10 LABX56). C. P. acknowledges support from the ICM (Iniciativa Científica Milenio) via the Núcleo Milenio de Formación Planetaria grant. C. P. acknowledges financial support from Fondecyt (grant 3190691).

References

Beuzit, J. L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, Proc. SPIE, 7014, 701418
 Bonnefoy, M., Marleau, G.-D., Galicher, R., et al. 2014, *A&A*, **567**, L9
 Calissendorff, P., & Janson, M. 2018, *A&A*, **615**, A149
 Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A. M., et al. 2017, in *SF2A-2017: Proceedings of the Annual Meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, eds. C. Reyrol, P. Di Matteo, F. Herpin, et al., 331
 Delorme, P., Schmidt, T., Bonnefoy, M., et al. 2017, *A&A*, **608**, A79
 Desidera, S., Covino, E., Messina, S., et al. 2015, *A&A*, **573**, A126

Dupuy, T. J., Brandt, T. D., Kratter, K. M., & Bowler, B. P. 2019, *ApJ*, **871**, L4
 Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *PASP*, **125**, 306
 Gaia Collaboration (Brown, A. G. A., et al.) 2018, *A&A*, **616**, A1
 Galland, F., Lagrange, A. M., Udry, S., et al. 2005, *A&A*, **443**, 337
 Goodman, J., & Weare, J. 2010, *Appl. Math. Comput. Sci.*, **5**, 65
 Høg, E., Fabricius, C., Makarov, V. V., et al. 2000, *A&A*, **355**, L27
 Lagrange, A. M., Desort, M., Galland, F., Udry, S., & Mayor, M. 2009, *A&A*, **495**, 335
 Lagrange, A.-M., Meunier, N., Chauvin, G., et al. 2013, *A&A*, **559**, A83
 Lazzoni, C., Desidera, S., Marzari, F., et al. 2018, *A&A*, **611**, A43
 Lindegren, L., Hernández, J., Bombrun, A., et al. 2018, *A&A*, **616**, A2
 Maire, A. L., Bonnefoy, M., Ginski, C., et al. 2016, *A&A*, **587**, A56
 Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, **114**, 2
 Milli, J., Hibon, P., Christiaens, V., et al. 2017, *A&A*, **597**, L2
 Pearce, T. D., Wyatt, M. C., & Kennedy, G. M. 2014, *MNRAS*, **437**, 2686
 Queloz, D., Henry, G. W., Sivan, J. P., et al. 2001, *A&A*, **379**, 279
 Snellen, I. A. G., & Brown, A. G. A. 2018, *Nat. Astron.*, **2**, 883
 van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, **474**, 653
 Zuckerman, B., & Song, I. 2004, *ARA&A*, **42**, 685

- ¹ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France
e-mail: Antoine.Grandjean1@univ-grenoble-alpes.fr
- ² European Southern Observatory (ESO), Alonso de Córdova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago, Chile
- ³ Pixyl S.A., La Tronche, France
- ⁴ GEPI, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France
- ⁵ Department of Astrophysics, University of Oxford, UK
- ⁶ Institute for Astronomy, University of Edinburgh, Blackford Hill, Edinburgh EH9 3HJ, UK
- ⁷ Centre for Exoplanet Science, University of Edinburgh, Edinburgh, UK
- ⁸ Department of Physics, University of Oxford, UK
- ⁹ LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, Univ. Paris Diderot, France
- ¹⁰ Observatoire de Genève, University of Geneva, 51 Chemin des Maillettes, 1290 Versoix, Switzerland
- ¹¹ Space Telescope Science Institute, Baltimore, USA
- ¹² Department of Astronomy, Stockholm University, AlbaNova University Center, 106 91 Stockholm, Sweden
- ¹³ INAF – Osservatorio Astronomico di Padova, Italy
- ¹⁴ INAF – Osservatorio Astronomico di Brera, Via E. Bianchi 46, 23807 Merate, Italy
- ¹⁵ Astronomical Observatory of Padova/Asiago, Italy
- ¹⁶ Max-Planck-Institut für Astronomie, Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany
- ¹⁷ Instituto de Física y Astronomía, Facultad de Ciencias, Universidad de Valparaíso, Av. Gran Bretaña 1111, Valparaíso, Chile
- ¹⁸ Núcleo Milenio Formación Planetaria – NPF, Universidad de Valparaíso, Av. Gran Bretaña 1111, Valparaíso, Chile
- ¹⁹ Aix Marseille Univ, CNRS, CNES, LAM, Marseille, France
- ²⁰ Núcleo de Astronomía, Facultad de Ingeniería y Ciencias, Universidad Diego Portales, Av. Ejercito 441, Santiago, Chile
- ²¹ Escuela de Ingeniería Industrial, Facultad de Ingeniería y Ciencias, Universidad Diego Portales, Av. Ejercito 441, Santiago, Chile

Appendix A: MCMC results on direct imaging astrometry

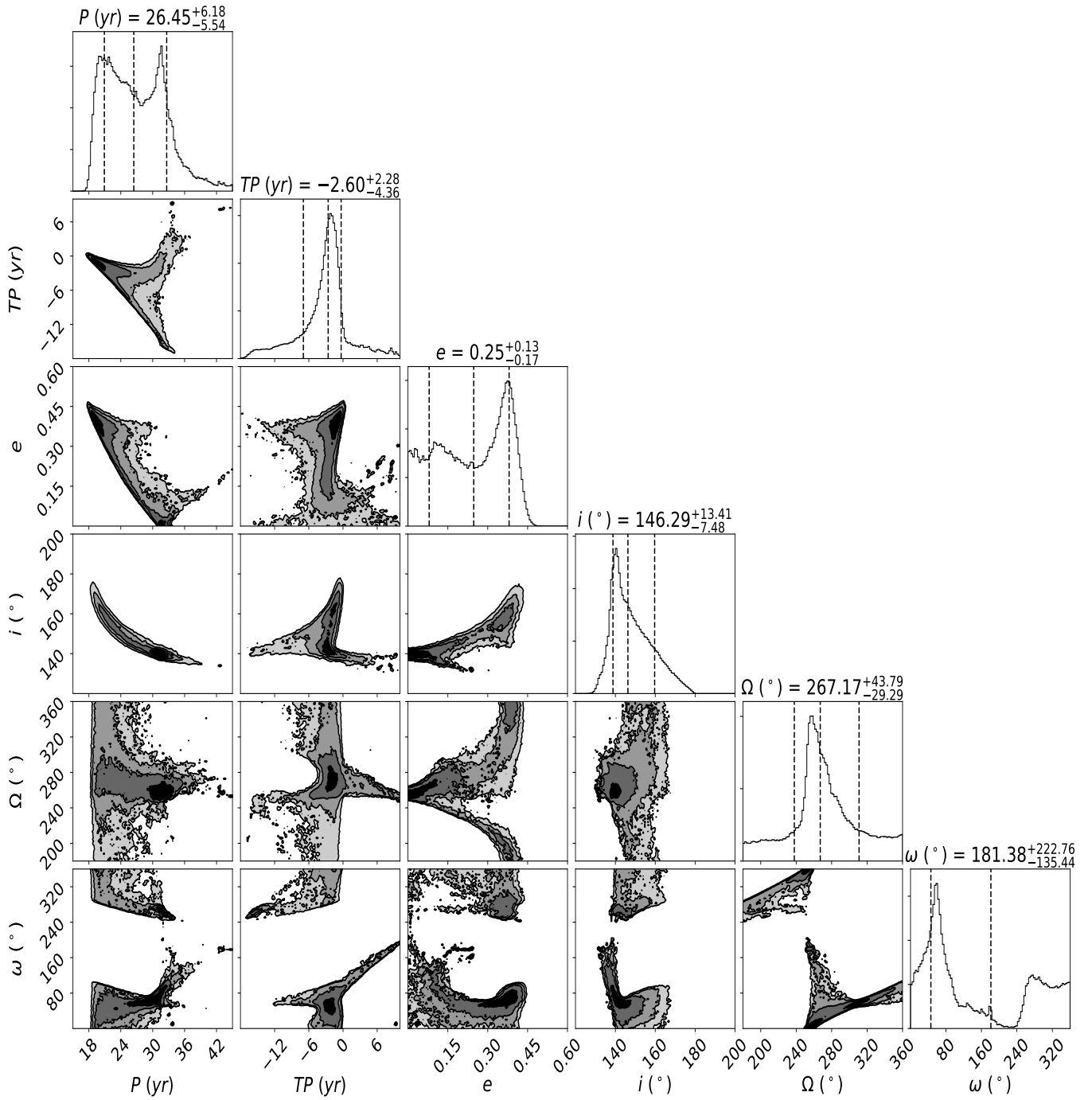


Fig. A.1. Estimated probability distributions of the orbital parameters HD 206893 B obtained with the direct imaging astrometry data.

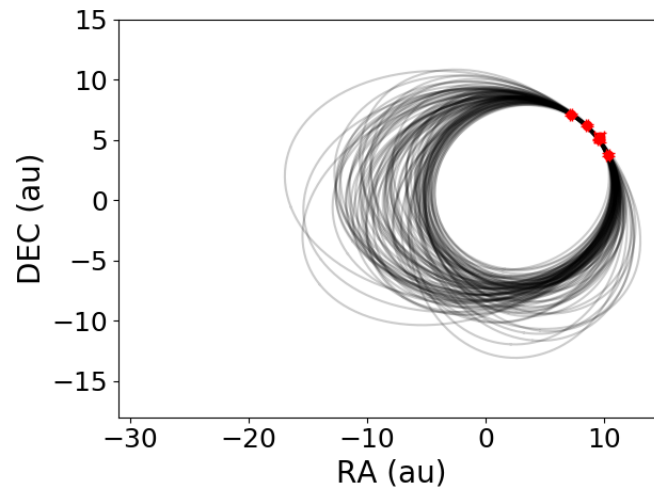


Fig. A.2. HD 206893 B orbit solutions at the end of the MCMC on the direct imaging astrometry alone (black) compared to the observations (red).

Appendix B: MCMC results on direct imaging astrometry and RV

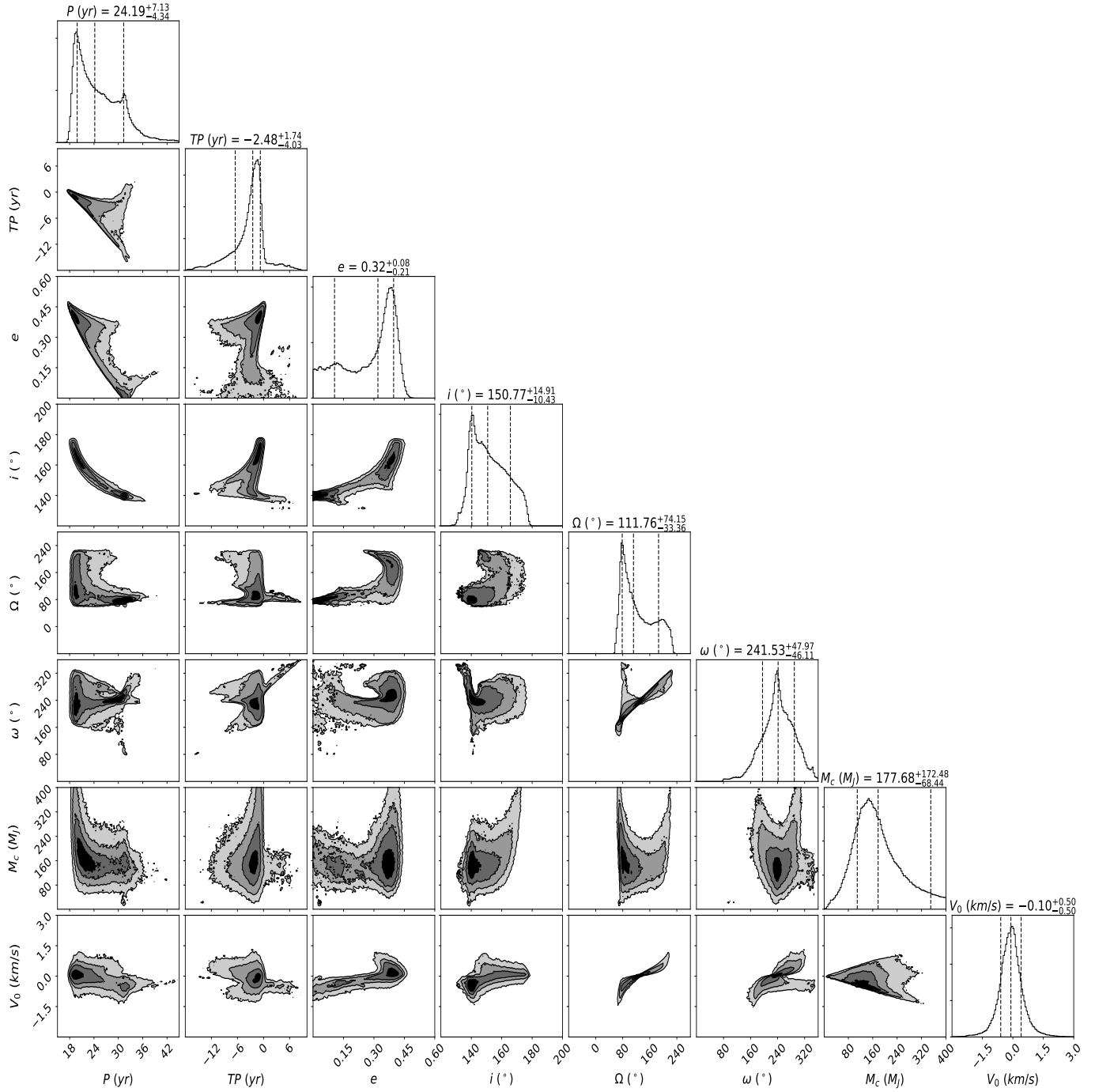


Fig. B.1. Estimated probability distributions of the orbital parameters and RV parameters of HD 206893 B obtained with direct imaging astrometry data, and the RV drift estimated from the fit of the pulsations described in Sect. 3.

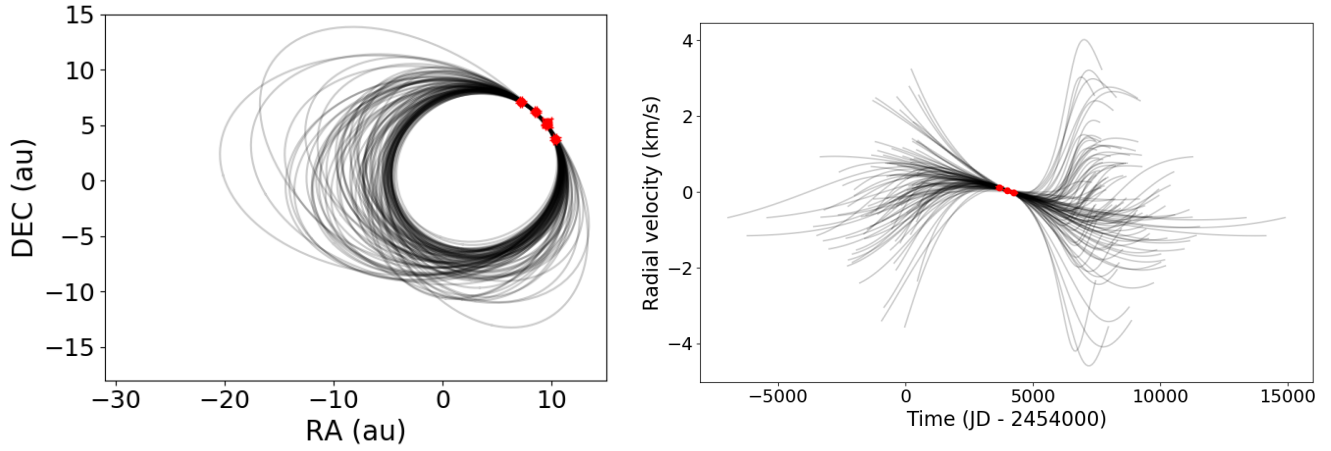


Fig. B.2. HD 206893 B orbit and RV solutions at the end of the MCMC on direct imaging astrometry and RV (black) compared to the observations (red).

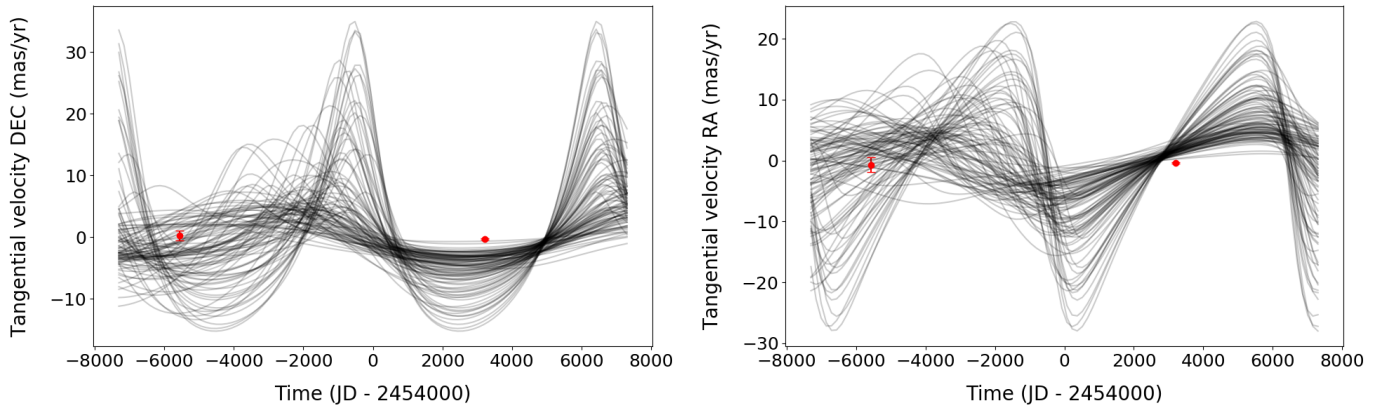


Fig. B.3. HD 206893 B tangential velocity corresponding to the solutions at the end of the MCMC on direct imaging astrometry and RV (black) compared to the proper motion measured by HIPPARCOS and *Gaia* after removing the photocenter proper motion measured by HIPPARCOS and *Gaia*, presented at the mean time of their observations (red).

Appendix C: MCMC results on direct imaging astrometry, RV, and proper motion

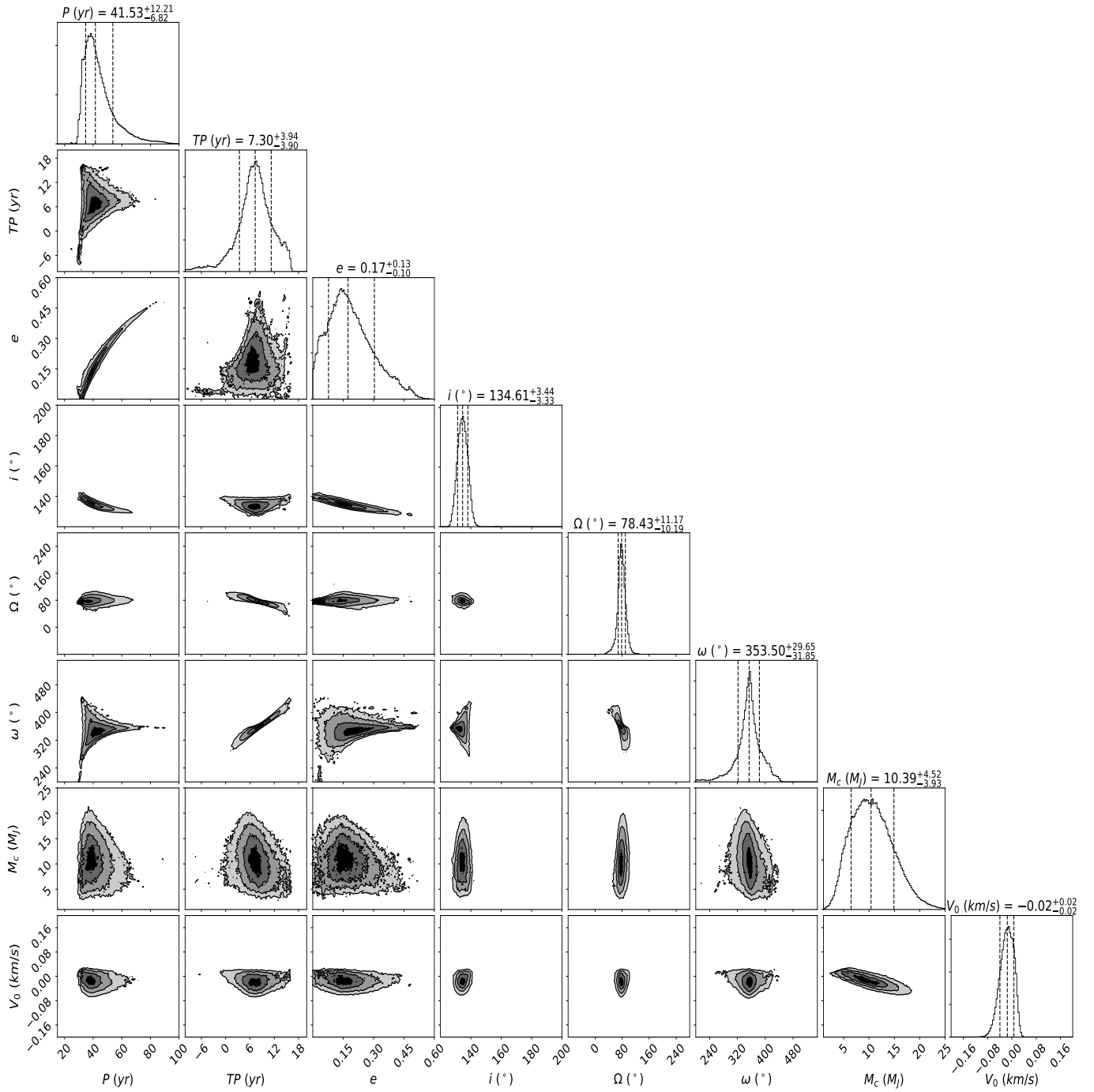


Fig. C.1. Same as Fig. B.1 adding proper motion constraints as described in Sect. 2.3.

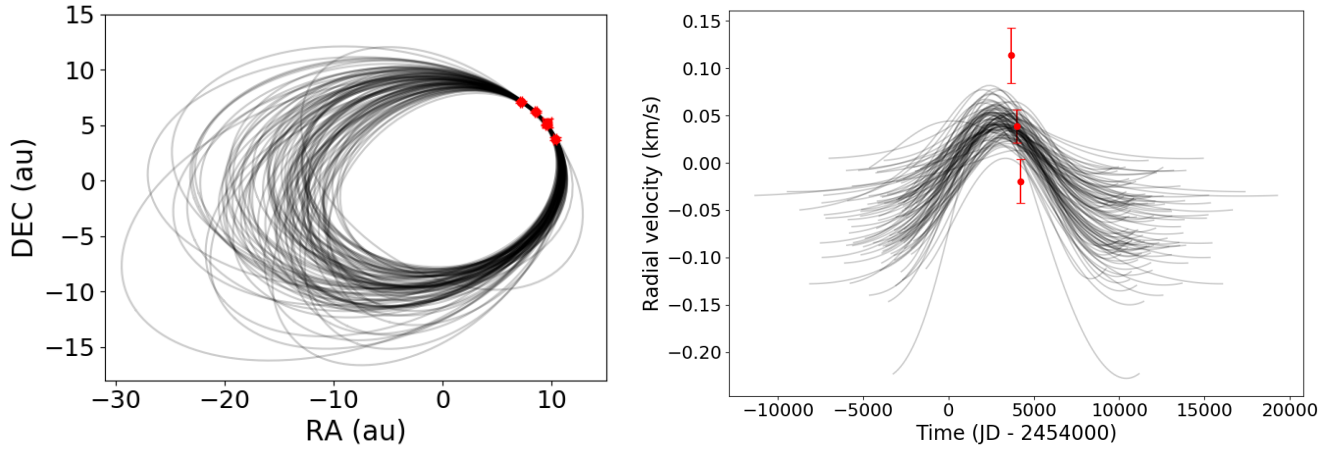


Fig. C.2. HD 206893 B orbit and RV solutions at the end of the MCMC on direct imaging astrometry, RV, and proper motion (black) compared to the observations (red).

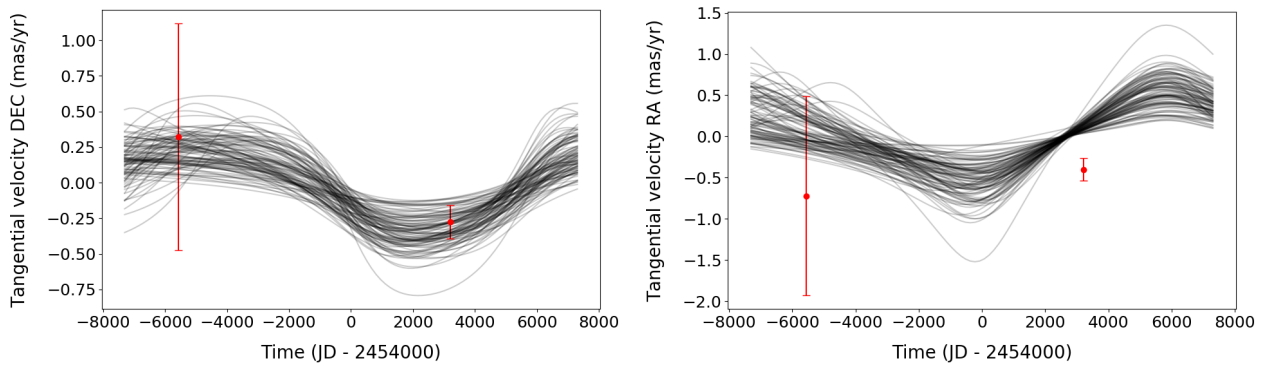


Fig. C.3. HD 206893 B tangential velocity solutions at the end of the MCMC on direct imaging astrometry, RV, and proper motion (black) compared to the proper motion measured by HIPPARCOS and *Gaia* after removing the photocenter proper motion measured by HIPPARCOS and *Gaia*, presented at the mean time of their observations (red).

Appendix D: HIPPARCOS and *Gaia* data exploitation

D.1. HIPPARCOS and *Gaia* data correction

We used HIPPARCOS-2 (van Leeuwen 2007) and *Gaia* DR2 (Gaia Collaboration 2018) proper motion and position measurements of HD 206893 for our analysis. First we verified that both HIPPARCOS and *Gaia* 5-parameter solutions are well behaved for HD 206893. The goodness of fit parameter $F2$ is 0.71 for the HIPPARCOS reduction and the renormalized unit weight error¹ (Hereafter *ruwe*) is 1.1 for *Gaia*, which ensures that the five-parameter solutions are relevant.

Then we corrected the HIPPARCOS and *Gaia* proper motions measures from systematics. The global rotation between the *Gaia* and HIPPARCOS proper motions, which takes into account systematics on both sides (Lindegren et al. 2018), was corrected for $w_X = -0.011$, $w_Y = 0.265$, $w_Z = 0.127$. We quadratically added an extra error of 0.5 mas yr^{-1} on HIPPARCOS proper motion errors and we rescaled the *Gaia* DR2 proper motion errors and the errors on the proper motion deduced from the difference of position by a factor 1.4. The rotations and errors inflations have been derived from the distributions of well behaved *Gaia* DR2 and HIPPARCOS sources (e.g., sources not already flagged as binaries in Simbad, with an HIPPARCOS $|F2| < 5$, a *Gaia* *ruwe* < 1.4 and proper motions compatible within 5σ). However, unresolved binaries are still expected to be present with this selection and our error inflations are therefore conservative.

D.2. Barycenter proper motion determination

To compute the proper motion of the barycenter of the system we must correct the proper motion deduced from the difference of position between HIPPARCOS and *Gaia* measurements (photo-center proper motion) by the effect of the star position induced by the companion.

The position of the star induced by the companion compared to the barycenter of the system on the sky at a time t is

$$X_*(t) = -X_c(t) \times \frac{M_c}{(M_c + M_*)}$$

$$Y_*(t) = -Y_c(t) \times \frac{M_c}{(M_c + M_*)},$$

where $X_c(t)$ and $Y_c(t)$ are the coordinates of the companion on the sky in Dec and RA, respectively, M_c and M_* are the mass of the companion and mass of the star; d is the distance of the star in pc.

As the measurements of HIPPARCOS and *Gaia* DR2 are each based on a two-year timespan, we computed the mean of the positions induced by the companion compared to the barycenter of the system over the corresponding timespans.

We used the times of HIPPARCOS observations available in the HIPPARCOS-2 catalog (van Leeuwen 2007). The specific times of observations of *Gaia* are not published yet. We then took 62 times that were equally spaced between the start and the end of *Gaia* measurements, i.e., 25 July 2014 and 23 May 2016, respectively (Gaia Collaboration 2018).

The barycenter proper motion is then

$$\mu_{\text{Ref}}^{\text{RA}} = \mu_{\text{HG}}^{\text{RA}} - \frac{\langle Y_* \rangle_G - \langle Y_* \rangle_H}{\langle t_{\text{Hipp}} \rangle - \langle t_{\text{Gaia}} \rangle}$$

$$\mu_{\text{Ref}}^{\text{Dec}} = \mu_{\text{HG}}^{\text{Dec}} - \frac{\langle X_* \rangle_G - \langle X_* \rangle_H}{\langle t_{\text{Hipp}} \rangle - \langle t_{\text{Gaia}} \rangle}.$$

¹ <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dr2-known-issues>

D.3. Proper motion induced by the companion model

We present our model to compute the proper motion induced by the companion at HIPPARCOS and *Gaia* measurement. First, we computed the orbital speed of the companion in the plane of its orbit at a time t (in au yr^{-1}) as follows:

$$V_c^X(t) = -\frac{2\pi a^2 \sin E}{Pr(t)}$$

$$V_c^Y(t) = \frac{2\pi a^2 \cos E}{Pr(t)} \sqrt{(1-e^2)}, \quad (\text{D.1})$$

where P is the period in year, a the semimajor axis in au, the eccentricity e , and the eccentric anomaly E of the orbit.

The orbital speed is then projected on the plane of the sky as follows:

$$V_c^{\text{RA}}(t) = V_c^X(t) \times (\cos \omega \sin \Omega + \sin \omega \cos i \cos \Omega)$$

$$+ V_c^Y(t) \times (-\sin \omega \sin \Omega + \cos \omega \cos i \cos \Omega)$$

$$V_c^{\text{Dec}}(t) = V_c^X(t) \times (\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos i \sin \Omega)$$

$$+ V_c^Y(t) \times (-\sin \omega \cos \Omega - \cos \omega \cos i \sin \Omega),$$

where ω is the argument of periapsis in radian, Ω the longitude of the ascending node in radian, and i the inclination of the orbit in radian.

Finally, the star proper motion induced by the companion in yr^{-1} is

$$\mu_*^{\text{RA}}(t) = -V_c^{\text{RA}}(t) \times \frac{M_c}{(M_c + M_*)d}$$

$$\mu_*^{\text{Dec}}(t) = -V_c^{\text{Dec}}(t) \times \frac{M_c}{(M_c + M_*)d},$$

where M_c and M_* are the mass of the companion and the mass of the star and d is the distance of the star in pc.

As the measurements of HIPPARCOS and *Gaia* DR2 are each based on a two-year timespan we computed the mean of the theoretical proper motions over the corresponding timespans.

We used the times of HIPPARCOS observations available in the HIPPARCOS-2 catalog (van Leeuwen 2007). The specific times of observations of *Gaia* are not published yet. We then took 62 times that were equally spaced between the start and the end of *Gaia* measurements, i.e., 25 July 2014 and 23 May 2016, respectively (Gaia Collaboration 2018).

Appendix E: MCMC inputs

E.1. MCMC on the direct imaging astrometry

We modeled the observations by a Keplerian orbit projected on the sky. The likelihood function is a centered and reduced Gaussian of the χ^2 function between the model and the observations. The logarithm of our likelihood function is

$$\ln \mathcal{L} = -\frac{1}{2} \left(\sum_{i=1}^{N_{\text{DI}}} \left(\frac{y_i^{\text{DI}} - f_i^{\text{DI}}(X)}{\sigma_i^{\text{DI}}} \right)^2 \right),$$

where y are the observations, σ their corresponding variances, and $f(X)$ the model for parameters X .

To facilitate the convergence of the MCMC we chose the following parameters:

- $\log P$: the decimal logarithm of the period in years;
- f_{TP} : a factor for which the time at the periastron is computed, i.e., $TP = f_{TP} \times P$. In this study the TP is in years and corresponds to the closest periastron passage from the first direct imaging epoch;

- e : the eccentricity;
- i : the inclination in radian, 0° and 90° correspond to pole-on and edge-on orbit, respectively;
- Ω : the longitude of the ascending node in radian;
- ω : the argument of periapsis in radian.

We used the same model as [Bonnetfoy et al. \(2014\)](#), which works on a combination of the parameters presented above.

We used uniform priors in the following intervals:

- $0.5 < \log P \leq 3$;
- $-0.5 \leq f_{TP} \leq 0.5$;
- $0 < e < 1$;
- $-2\pi < \Omega < 2\pi$;
- $0 < \omega < 4\pi$.

Elsewhere, the prior is null. For the inclination, we took a prior that is the product of a uniform prior in $\cos(i)$ and a uniform prior in inclination in the range $0 < i < \pi$.

E.2. MCMC on the direct imaging astrometry and RV

We added to the model a Keplerian in RV to model both the astrometry of the companion and the RV. The likelihood function becomes

$$\ln \mathcal{L} = -\frac{1}{2} \left(\sum_{i=1}^{N_{RV}} \left(\frac{y_i^{RV} - f_i^{RV}(X)}{\sigma_i^{RV}} \right)^2 + \sum_{i=1}^{N_{DI}} \left(\frac{y_i^{DI} - f_i^{DI}(X)}{\sigma_i^{DI}} \right)^2 \right),$$

where y are the observations, σ their corresponding variances, and $f(X)$ the model for parameters X .

To facilitate the convergence of the MCMC we chose additional parameters as

- M_c : the mass of the companion in M_J ;
- f_{V_0} : a factor for which the offset in RV are computed, $V_0 = f_{V_0} \times K(M_c, P, e)$, with K the semi-amplitude of the RV.

We used the same model as [Bonnetfoy et al. \(2014\)](#), which works on a combination of the parameters presented above.

We used uniform priors for the additional parameters in the following intervals:

- $1 < M_c \leq 1000$
- $-1 \leq f_{V_0} \leq 1$.

Elsewhere, the prior is null.

E.3. MCMC on the direct imaging astrometry and RV and proper motion

We added to the model the tangential velocity model described in [Appendix D.3](#) and the barycenter proper motion model described in [Appendix D.2](#) to fit the difference between the proper motion measured by HIPPARCOS and *Gaia* and the barycenter proper motion. The likelihood becomes

$$\ln \mathcal{L} = -\frac{1}{2} \left(\sum_{i=1}^{N_{RV}} \left(\frac{y_i^{RV} - f_i^{RV}(X)}{\sigma_i^{RV}} \right)^2 + \sum_{i=1}^{N_{DI}} \left(\frac{y_i^{DI} - f_i^{DI}(X)}{\sigma_i^{DI}} \right)^2 + \left(\frac{(y^{HG} - y_{ref}^{HG}) - f^{HG}(X)}{\sqrt{\sigma_{HG}^2 + \sigma_{HG,ref}^2}} \right)^2 \right),$$

where y are the observations, σ their corresponding variances, and $f(X)$ the model for parameters X .

We used the parameters and prior described in [Appendix E.2](#).

E.4. Description of the MCMC runs

We used *emcee* with the prior and likelihood function as described in [Appendices E.1](#) and [E.2](#).

In order to facilitate the convergence, we ran two MCMC for each analysis described in [Sects. 1, 5](#) and [6](#). We ran the first MCMC with 100 walkers that were initialized randomly with a uniform probability distribution for each parameter in the intervals of their prior for 100 000 iterations. Then a second MCMC was performed with 100 walkers initialized with a uniform probability distribution for each parameter in the intervals where the majority of the walkers of the first run were converging. This approach permits us to check the uniqueness of the solution.

To ensure convergence, as our problem show a multimodal posterior, we verified that the number of iterations was greater than ten times the autocorrelation time of the chain for each parameters ([Foreman-Mackey et al. 2013](#)).

1.3 Confirmation du compagnon interne et étude du système multi-planétaire

Afin de confirmer le compagnon interne et de mieux caractériser le compagnon externe, nous avons suivi le système HD 206893 en vitesses radiales et en imagerie directe. Le suivi en imagerie directe s'est fait via le relevé SPHERE SHINE GTO (Chauvin et al. 2017a), tandis que le suivi en vitesses radiales s'est fait via le partage de temps HARPS avec d'autres relevés.

J'ai fait une demande de temps HARPS pour ce système, conjointement aux systèmes HIP 36985 et HIP 113201, afin d'obtenir du temps dédié pour cette étoile durant la période P104 (1 octobre 2019 - 31 Mars 2020). Cette demande ne fut malheureusement pas retenue.

De nouveaux spectres ont été obtenus avec HARPS en mai 2019. Ces nouvelles vitesses radiales sont présentées en rouge sur la Figure 4.3.

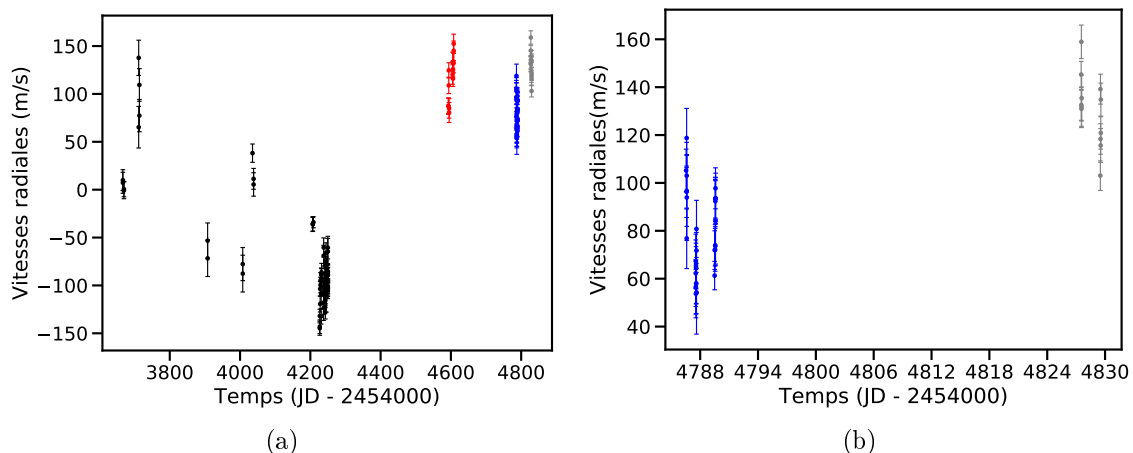


FIGURE 4.3 – (a) Vitesses radiales d'HD 206893 obtenues à partir des spectres HARPS. Les vitesses radiales obtenues en mai 2019 sont présentées en rouge, celles obtenues entre octobre et novembre 2019 sont présentées en bleu et celles obtenues en décembre 2019 sont présentées en gris. (b) Zoom de la figure précédente, présentant les observations effectuées après mai 2019.

Les vitesses radiales présentent une forte variation de l'ordre de 200 m s^{-1} entre mai 2018 et mai 2019. Cette variation n'est pas compatible avec l'orbite d'HD 206893 B telle qu'on la connaît et elle ne peut donc pas lui être attribuée. Elle ne peut être attribuée aux pulsations non plus, car de telles variations n'ont jamais été observées pour des étoiles pulsantes. Ces variations sont par contre compatibles avec un compagnon ayant un $M_c \sin i$ de l'ordre de $15 M_{\text{Jup}}$, ce qui confirme la présence du compagnon dont j'ai prédit la présence. Cependant, une variation aussi rapide implique que l'orbite du compagnon interne est excentrique.

Afin de définitivement confirmer ce compagnon, j'ai fait une seconde demande de temps HARPS dédié à l'étoile HD 206893, pour la période P105 (1 avril 2020 - 30 septembre 2020). Elle ne fut malheureusement pas retenue non plus.

Nouvelle mesure SPHERE

Ensuite, une nouvelle mesure SPHERE a été effectuée le 27 novembre 2019. L'étoile ayant été proche de l'horizon lors de cette observation, les barres d'erreurs sur l'astrométrie relative de cette mesure sont élevées. L'ensemble des mesures d'astrométrie relative d'HD 206893 B sont présentées sur la Figure 4.4.

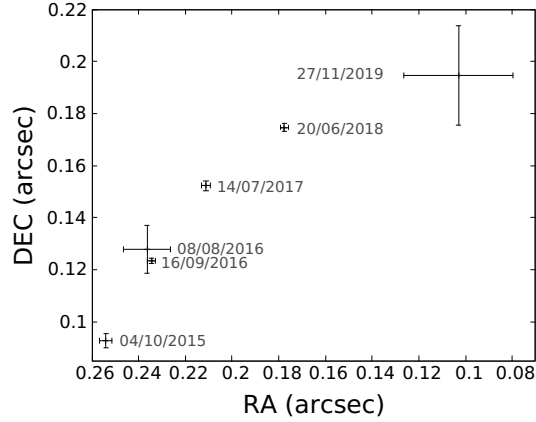


FIGURE 4.4 – Astrométrie relative d'HD 206893 B mesurées par SPHERE et NaCo.

Afin d'améliorer nos contraintes sur les paramètres orbitaux d'HD 206893 B, j'ai effectué un MCMC sur l'astrométrie relative seule de celle-ci avec ce nouveau point (Le modèle utilisé est présenté en Section 2.2.4 du Chapitre 3.). Les résultats de ce MCMC sont présentés sur la Figure 4.5 et sur la Figure 4.6, tandis que les intervalles à 1σ et 2σ des paramètres sont présentés dans la Table 4.1. Les barres d'erreur de ce nouveau point d'astrométrie relative étant élevées, les paramètres orbitaux d'HD 206893 B sont à peine mieux contraints qu'avant.

Parameter	intervalle 1σ		intervalle 2σ	
P (a)	21	31	19	37
T_0 (a, $JD - 2454000$)	-8	-1	-15	4
e	0.09	0.38	0.02	0.42
i ($^\circ$)	140	161	135	171
Ω ($^\circ$)	Max à 255 <i>mod</i> 180			
ω ($^\circ$)	Max à 60 <i>mod</i> 180			

TABLE 4.1 – Intervalles à 1σ et 2σ des paramètres orbitaux d'HD 206893 B estimées à partir du MCMC effectué sur l'astrométrie relative du compagnon.

Nouvelles mesures HARPS et étude des deux compagnons

De nouveaux spectres ont été obtenus avec HARPS entre octobre et novembre 2019. Ces nouvelles vitesses radiales sont présentées en bleu sur la Figure 4.3. On

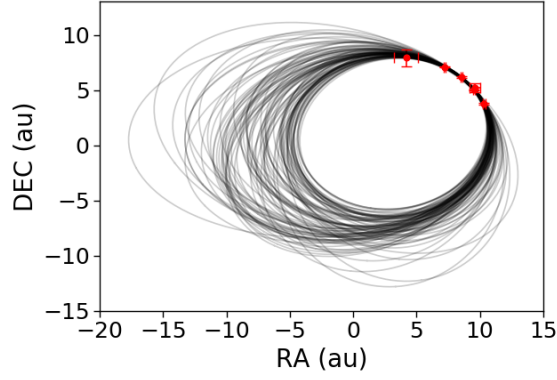


FIGURE 4.5 – Résultats du MCMC effectué sur l’astrométrie relative d’HD 206893 B. Les solutions de chaque chaîne à la dernière itération du MCMC en astrométrie relative sont présentées en noir et les observations sont présentées en rouge.

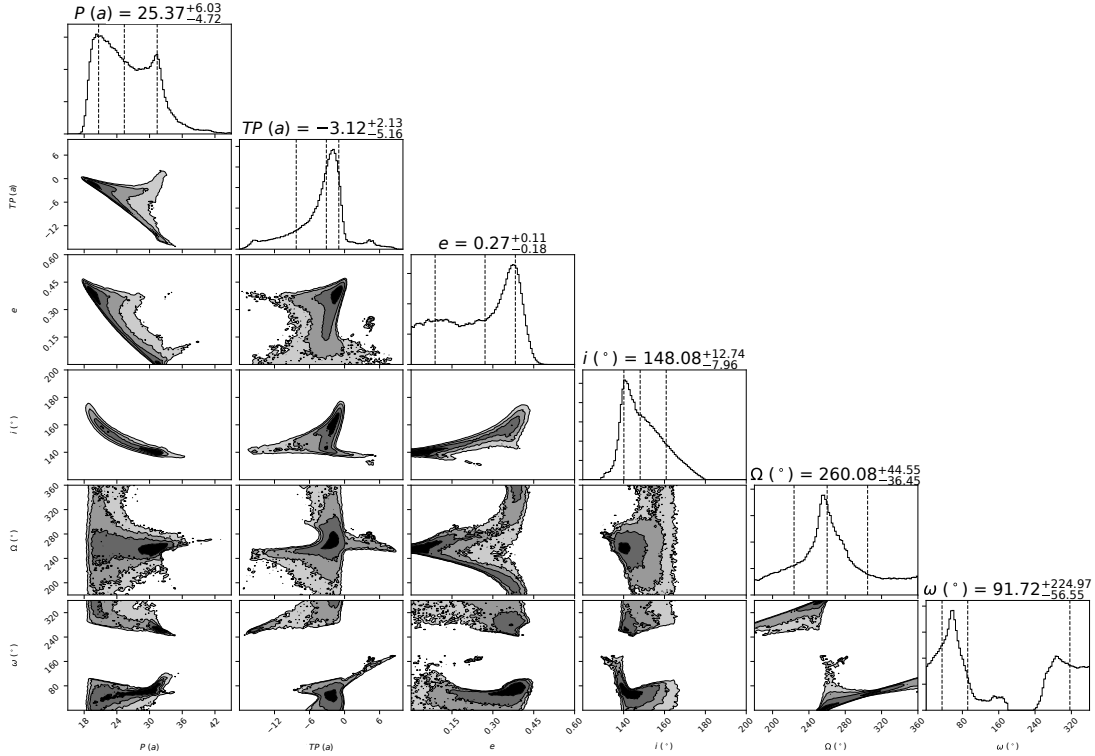


FIGURE 4.6 – Posterior des paramètres orbitaux d’HD 206893 B estimés à partir du MCMC effectué sur l’astrométrie relative de ce compagnon. Les 16^{ème}, 50^{ème} et 84^{ème} centiles des posteriors sont présentés par des lignes en tirets verticales. Les valeurs indiquées en haut de chaque colonne présentent la médiane du posterior du paramètre, ainsi que l’écart entre celle-ci et le 16^{ème} et 84^{ème}, centile respectivement.

observe désormais une baisse des vitesses radiales entre mai 2019 (rouge) et octobre-novembre 2019 (bleu).

Il est désormais possible d’étudier le compagnon interne, la baisse des vitesses

radiales confirmant ce dernier. Pour cela, il faut étudier les deux compagnons simultanément, car l'impact du compagnon externe sur les vitesses radiales et sur l'astrométrie absolue n'est pas négligeable (en supposant que sa masse est celle d'une naine brune). Afin de contraindre les paramètres orbitaux de ces deux compagnons, ainsi que leurs masses, j'ai ainsi élaboré un MCMC permettant d'étudier les deux compagnons simultanément en combinant l'ensemble des données disponibles : astrométrie relative, vitesses radiales et données d'Hipparcos et Gaia (Le modèle utilisé est présenté en Section 2.2.4 du Chapitre 3.).

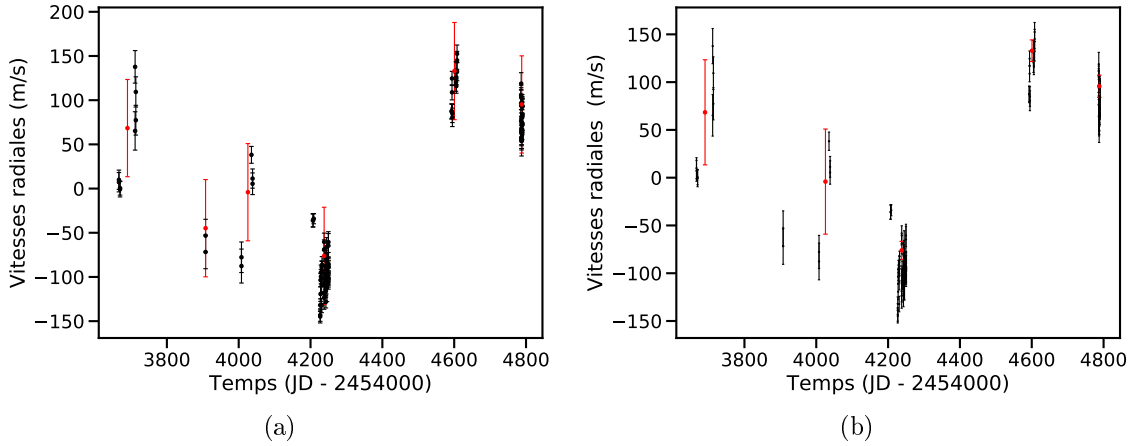


FIGURE 4.7 – Vitesses radiales moyennées par intervalles (*rouge*), comparé aux vitesses radiales (*noir*). (a) Premier moyennage. (b) Second moyennage.

Pour simplifier cette étude, j'ai moyenné par intervalles les vitesses radiales, cela permet de n'étudier que l'impact des compagnons sur ces dernières. J'ai d'abord effectué un moyennage simple, afin de faire une première évaluation grossière des contraintes données par ces nouvelles vitesses radiales sur les paramètres orbitaux des compagnons. Pour cela, j'ai découpé les temps en six intervalles, qui correspondent aux six périodes d'observations HARPS. Les vitesses radiales de chaque intervalle sont la moyenne des vitesses radiales dans chacun de ces intervalles. J'ai attribué une barre d'erreur de 110 m s^{-1} à ces vitesses radiales pour chaque Intervalle. Cela permet de reproduire à visuellement l'amplitude des pulsations dans ces dernières. Ce sont ces vitesses radiales moyennées par intervalles qui sont utilisées dans le MCMC précédemment cité. Elles sont présentées en Figure 4.7a.

Les résultats du MCMC sont présentés sur les Figures 4.8 et 4.9. Ils ne permettent pas de conclure sur les masses des compagnons. L'inclinaison du compagnon interne i_c n'est pratiquement pas contrainte. Son posterior correspond au prior (uniforme en $\cos i_c$), dont les solutions proches de 90° ont été éliminées. En somme, seules les orbites vues par la tranche ont été exclues, car elles présentent une amplitude en vitesses radiales quasi-nulle, ce qui n'est pas compatible avec les vitesses radiales mesurées. Cependant, ce prior uniforme en $\cos i_c$ privilégie les orbites proches de 90° et donc les faibles masses pour les compagnons, ce qui entraîne un biais sur ces dernières. Ensuite, l'excentricité du compagnon interne n'est presque pas contrainte et la masse du compagnon externe tend vers 0. La base de temps en vitesses radiales

est trop faible par rapport à la période du compagnon externe pour que l'on ait des contraintes sur la masse de ce dernier.

J'ai ensuite effectué un moyennage par intervalles plus sophistiqué, afin de mieux prendre en compte l'inégale répartition des mesures au cours du temps. En effet, nous avons changé de stratégie d'observation pour cette étoile en avril 2019, après la découverte de la dérive en vitesses radiales. Avant cette date, les mesures sont éparpillées et les pulsations sont mal échantillonnées, tandis qu'après cette date les mesures ont été intensives et les pulsations sont mieux échantillonnées. L'impact des compagnons est donc mieux contraint après cette date, ce qui n'est pas pris en compte par ma précédente manière de moyennage les intervalles. Pour ce nouveau moyennage, j'ai donc regroupé le deuxième et troisième intervalle de temps du précédent moyennage, afin d'accorder moins d'importance au faible nombre de mesures présentes dans ces intervalles. Ce qui résulte en un moyennage sur cinq intervalles de temps au lieu des six précédents. Pour les trois derniers intervalles, comportant un grand nombre de mesures chacun, l'incertitude des vitesses radiales moyennées est désormais la somme quadratique de la variance des vitesses radiales dans l'intervalle et de la moyenne des incertitudes des vitesses radiales dans l'intervalle. Pour les deux premiers intervalles, j'ai gardé une incertitude de 110 ms^{-1} . Ce second moyennage par intervalle des vitesses radiales est présenté en Figure 4.7b. Le MCMC effectué avec ces nouvelles vitesses radiales moyennées n'a pas réussi à converger, certainement à cause des petites barres d'erreur de ce dernier.

De nouvelles mesures de vitesses radiales ont été effectuées en décembre 2019. Cette dernière série de vitesses radiales est présentée en gris sur la Figure 4.3. Les vitesses radiales de cette nouvelle séquence (gris) sont plus élevées que celles obtenues en novembre (bleu). Cela indique que les pulsations de l'étoile comportent des périodes proches du mois. La baisse en vitesses radiales entre mai 2019 et décembre 2019 est au final mal contrainte. Il est nécessaire de ré-itérer l'étude présentée ci-dessus en prenant en compte ces nouvelles vitesses radiales.

Étude des pulsations

En novembre et décembre 2019 nous avons effectué de longues séquences d'observations avec HARPS, entre 50 min et 2 h, qui permettent de confirmer la nature pulsatoire des variations à court terme en vitesses radiales. Ces séquences sont présentées sur la Figure 4.10. Les pulsations présentent au moins une période de l'ordre de l'heure et d'amplitude de l'ordre de 40 ms^{-1} . On observe aussi des variations de l'ordre de $20 - 40 \text{ ms}^{-1}$ en quelques jours, ainsi que des variations de l'ordre de 40 ms^{-1} d'un mois à l'autre. La Figure 4.3b montre ces variations. L'étoile hôte présente ainsi des pulsations composées d'au moins trois modes ayant des périodes entre l'heure et le mois. Cela rend les pulsations de l'étoile particulièrement difficiles à caractériser, ce qui limite l'étude des deux compagnons du système. Il est nécessaire d'obtenir de longues séquences d'observations ($> 1 \text{ h}$) espacées de plusieurs jours, afin de mieux caractériser ces pulsations. Il est aussi important de continuer à observer cette étoile en vitesses radiales, afin de confirmer la baisse de ces dernières due au compagnon interne, ce qui permettra par la suite de mieux caractériser les deux compagnons du système.

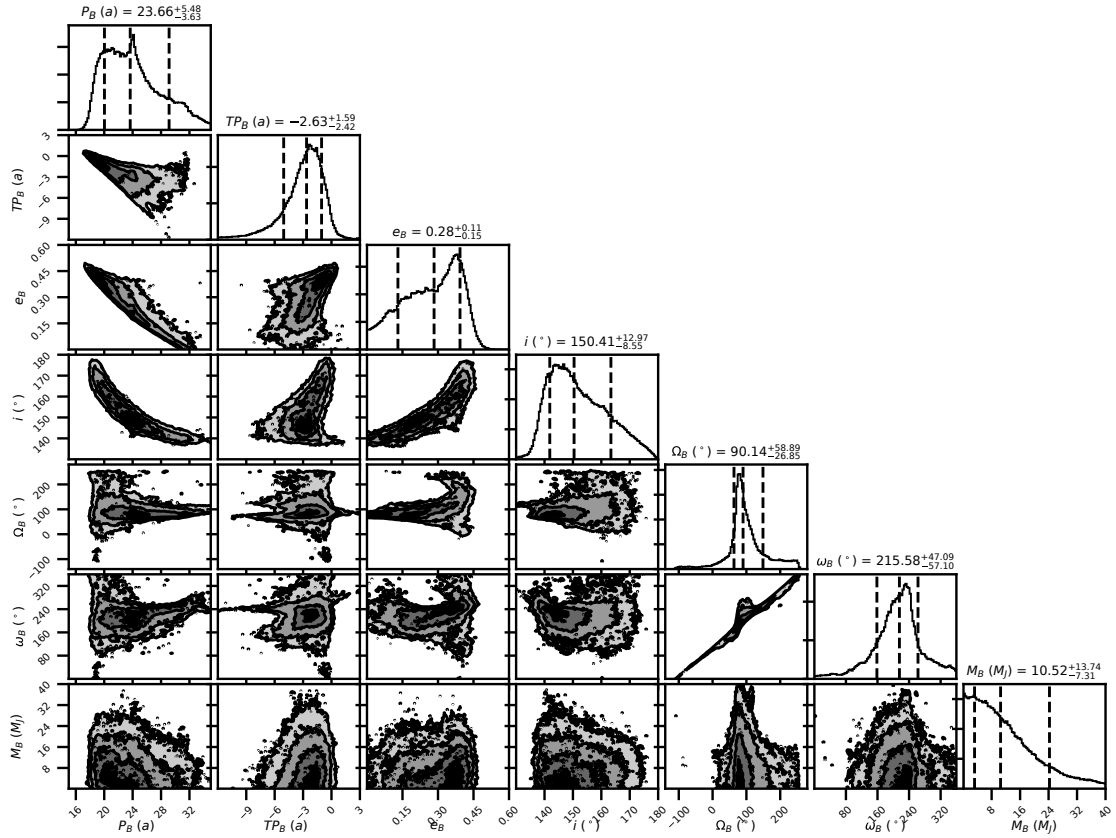


FIGURE 4.8 – Posteriors des paramètres d’HD 206893 B estimés à partir du MCMC effectué sur l’astrométrie relative, le premier moyennage par intervalles des vitesses radiales et l’astrométrie absolue d’Hipparcos et Gaia. Les 16^{ème}, 50^{ème} et 84^{ème} centiles des posteriors sont présentés par des lignes en tirets verticales. Les valeurs indiquées en haut de chaque colonne présentent la médiane du posterior du paramètre, ainsi que l’écart entre celle-ci et le 16^{ème} et 84^{ème} centile, respectivement.

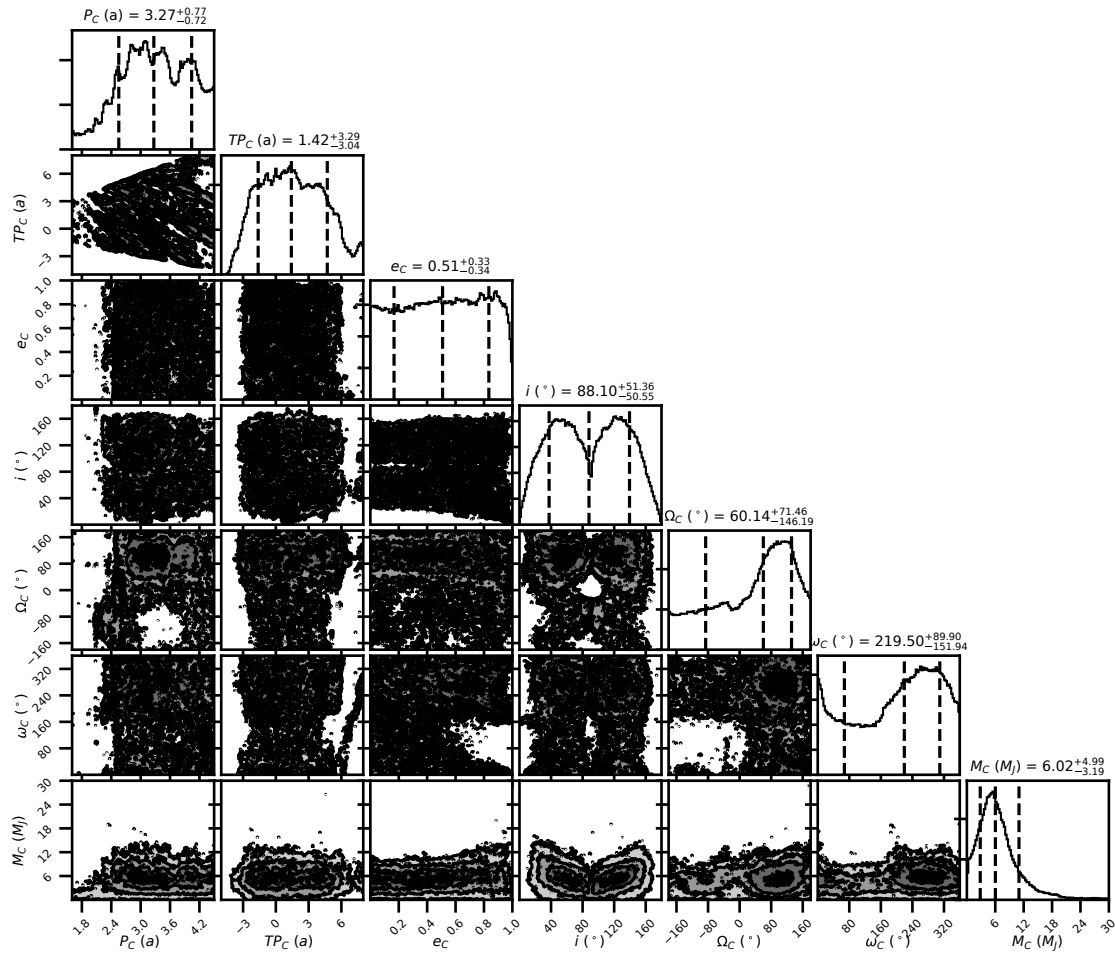


FIGURE 4.9 – Posteriors des paramètres d’HD 206893 c estimés à partir du MCMC effectué sur l’astrométrie relative, le premier moyennage par intervalle des vitesses radiales et l’astrométrie absolue d’Hipparcos et Gaia. Les 16^{ème}, 50^{ème} et 84^{ème} centiles des posteriors sont présentés par des lignes en tirets verticales. Les valeurs indiquées en haut de chaque colonne présentent la médiane du posterior du paramètre, ainsi que l’écart entre celle-ci et le 16^{ème} et 84^{ème}, centile respectivement.

Vers une étude plus complète du système

Par la suite, le compagnon HD 206893 B a été détecté avec l'instrument GRAVITY du VLTI à l'observatoire de Paranal au Chili (Gravity Collaboration et al. 2017). Cela ajoute une mesure d'astrométrie relative supplémentaire avec une grande précision pour ce compagnon, dont l'analyse est en cours.

Une étude complète du système est nécessaire, combinant l'ensemble des données disponibles (astrométrie relative (SPHERE+GRAVITY), vitesses radiales (HARPS) et astrométrie absolue d'Hipparcos et Gaia). Cette étude sera similaire à celle faite sur le système β Pic (Lagrange et al. 2020), où l'inclinaison du compagnon interne est fixée à celle du compagnon externe et du disque.

Enfin, le disque de débris du système a été résolu avec ALMA et un sillon d'une largeur de 24 au situé à 74 au a été mis en évidence dans ce dernier (Marino et al. 2020). À partir de cela (Marino et al. 2020) prédisent la présence d'un troisième compagnon de $0.9 M_{\text{Jup}}$ à cette séparation. Il faut cependant prendre cette prédiction avec recul, un sillon dans un disque n'est pas nécessairement créé par une planète. Mais s'il y en a une, certains de ses paramètres sont contraints. L'étude de Marino et al. (2020) a aussi permis de contraindre l'inclinaison du disque, cela va permettre d'obtenir de fortes contraintes sur les orbites d'HD 206893 B et C en les supposant dans le plan de ce dernier.

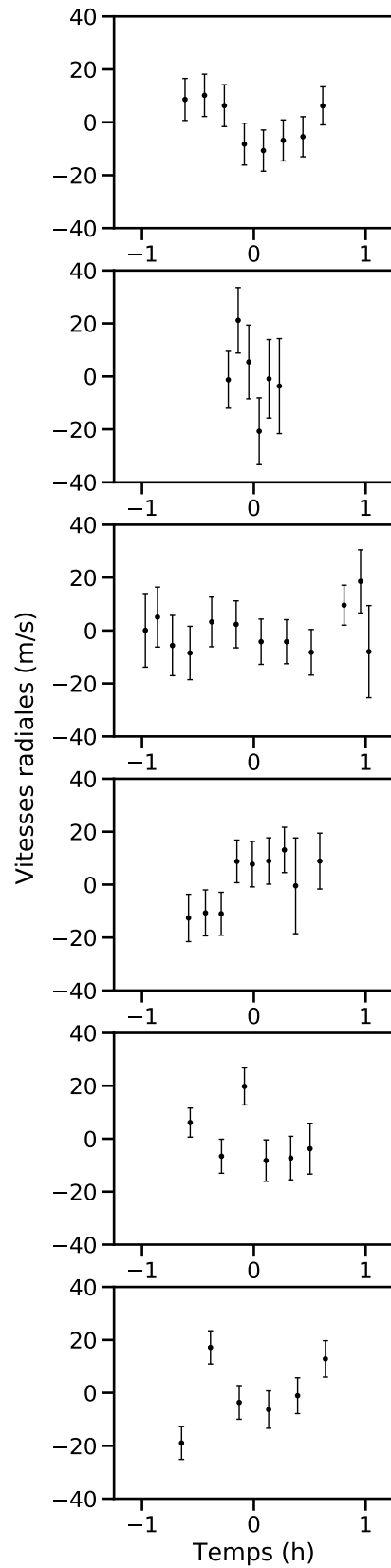


FIGURE 4.10 – Séquences de pulsations d’HD 206893. Pour chaque séquence, les vitesses radiales sont présentées par rapport à la vitesse radiale moyenne de la séquence et les temps sont présentés par rapport au temps moyen de la séquence.

2 Étude des systèmes HIP 36985 et HIP 113201

J’ai étudié deux systèmes très proches dans leur architecture. Les deux sont constitués une étoile hôte de type naine M et un compagnon stellaire de faible masse ($< 200 M_{\text{Jup}}$) ayant une période entre 20 et 30 a, qui est observé à la fois en vitesses radiales et en imagerie directe. Ces deux systèmes présentent chacun un cas idéal pour tester les modèles d’évolutions pour des compagnons stellaires de faible masse.

J’ai travaillé sur ces deux systèmes en collaboration avec B.A. Biller^b, qui a reproduit les résultats de mes analyses bayésiennes (MCMC) de son côté.

J’ai travaillé sur ces deux systèmes en parallèle, ce qui fait que mon approche sur ces derniers est similaire et que la correction des erreurs dans mes codes a eu lieu en même temps pour ces deux systèmes.

2.1 Le systèmes HIP 36985

2.1.1 Présentation du système

HIP 36985 est une étoile de type M1.0V, connue pour être associée au système binaire GJ 282 AB (Poveda et al. 2009), avec une séparation de 1.09° (55 733 au), ce qui fait de ce système triple un des plus grands systèmes physiquement liés. HIP 36985 possède une vitesse propre et un âge similaire au système GJ 282 AB, qui est lui-même composé de deux étoiles de type M (Poveda et al. 2009). Ce système triple se trouve à 14.07 ± 0.03 pc (Gaia Collaboration et al. 2018). L’âge d’HIP 36985 est cependant mal contraint : 260 ± 420 Ma (Poveda et al. 2009). Sa masse fut estimée par Passegger et al. (2018) à $M_* = 0.621 M_\odot$, ce qui est élevé pour une étoile de type M1.0V. L’étoile est aussi connue pour présenter une période de 12 ± 0.1 jours dans sa photométrie, due à son activité magnétique (Díez Alonso et al. 2019).

2.1.2 Découverte du compagnon

HIP 36985 fut observée avec HARPS de 2014 à 2017, dans le cadre de notre relevé HARPS YNS (*cf* Section 1 du Chapitre 2 et Grandjean et al. (2020)). Les vitesses radiales obtenues à partir de ces spectres sont présentées en noir sur la figure 4.11a. Elles présentent une variation à long terme d’une amplitude de $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$, en plus de variations à court terme d’une amplitude de $\sim 50 \text{ m s}^{-1}$. L’analyse de ces vitesses radiales m’a permis de déduire que cette variation à long terme venait d’un compagnon, les bissecteurs de cette étoile étant parallèles (*cf* figure 4.11b). Le type spectral de l’étoile et son $\log R'_{\text{HK}}$ de -4.026 indiquent que les variations à court terme viennent de l’activité magnétique de l’étoile.

J’ai ensuite caractérisé ce compagnon avec *yorbit*. *yorbit* est un code en yorick basé sur un algorithme génétique, dédié à la caractérisation de compagnon à partir de vitesses radiales (Ségransan et al. 2011). Le code propose différents modèles à ajuster aux vitesses radiales, allant d’une simple keplerienne, à n kepleriennes de paramètres indépendants et un nombre m de modèles linéaires.

^b. *Institute for Astronomy, University of Edinburgh, Blackford Hill, Edinburgh EH9 3HJ, UK; Centre for Exoplanet Science, University of Edinburgh, Edinburgh, UK*

Pour caractériser le compagnon, j’ai utilisé un modèle composé de deux keple-riennes, l’une pour caractériser le compagnon et l’autre pour caractériser l’activité. En adoptant la masse de l’étoile hôte estimée par Passegger et al. (2018), j’ai obtenu une période de 23 ± 5 a ($7_{-1.1}^{+1}$ au) et un $M_c \sin i$ de $29_{-16}^{+18} M_{\text{Jup}}$ pour le compagnon. Pour les variations à court terme, l’ajustement donne une période de 22 jours, ce qui est presque le double de la période déduite de la photométrie. Il se peut que la période de rotation de l’étoile soit bien de $\sim 22 - 24$ jours et que Díez Alonso et al. (2019) aient observé la première harmonique de cette dernière dans la photo-métrie. Cependant, notre nombre de spectres est faible et il se peut aussi que notre contrainte sur cette période soit mauvaise. Cette étude a été présentée dans mon article qui présentant les résultats du relevé HARPS YNS (Grandjean et al. 2020) et je présente les paramètres du compagnon déduits de cette analyse dans la Table 4.3.

La séparation maximum de ce compagnon, 500 mas, sa masse élevée et son faible âge, fait que le compagnon est observable en imagerie directe avec l’instrumentation actuelle. Nous avons donc observé HIP 36985 A avec SPHERE, dans le cadre du relevé SHINE GTO en décembre 2018, ce qui nous a permis de confirmer ce compa-gnon. Cette première image du compagnon est présenté en figure 4.12a, et ce dernier a été observé à une séparation de 100 mas. Cependant, nous avons découvert que ce compagnon était une étoile de faible masse. Sa masse est estimée entre 150 et 200 M_{Jup} en se basant sur l’isochrone de Baraffe et al. (2015) et en supposant un âge similaire à celui des Hyades (650 Ma) et elle est estimée à 180 M_{Jup} en se basant sur l’isochrone du modèle BT-Settl, pour le même âge (Allard et al. 2013). Le système HIP 36985 AB-GJ 282 AB est donc un système quadruple composé de deux binaires d’étoiles de faibles masses, avec une grande séparation entre les deux binaires.

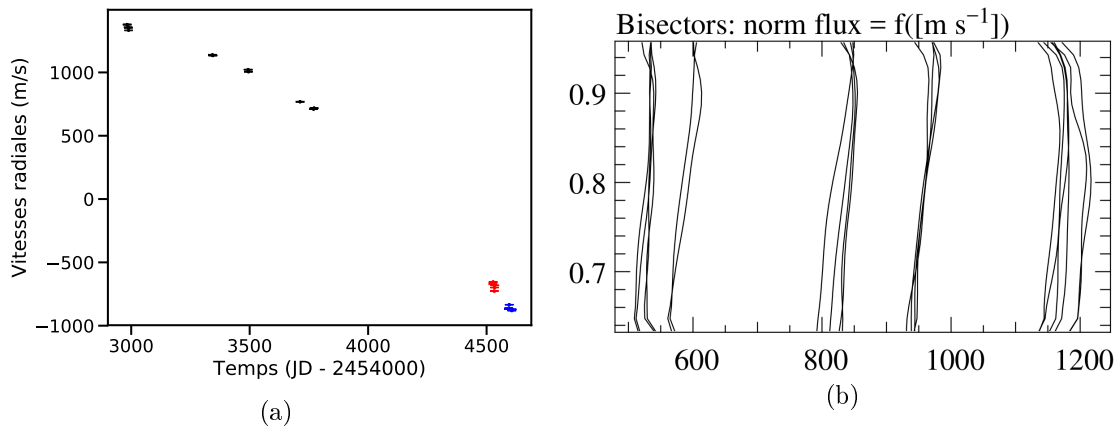


FIGURE 4.11 – (a) Vitesses radiales d’HIP 36985 A. Les vitesses radiales ayant permis la découverte du compagnon sont présentées en noir (jusqu’à janvier 2017, inclus), les mesures effectuées en février 2019 sont présentées en rouge et les mesures effectuées en avril-mai 2019 sont présentées en bleu. (b) Bissecteurs des CCF des spectres d’HIP 36985 pris avant, 2017 inclus.

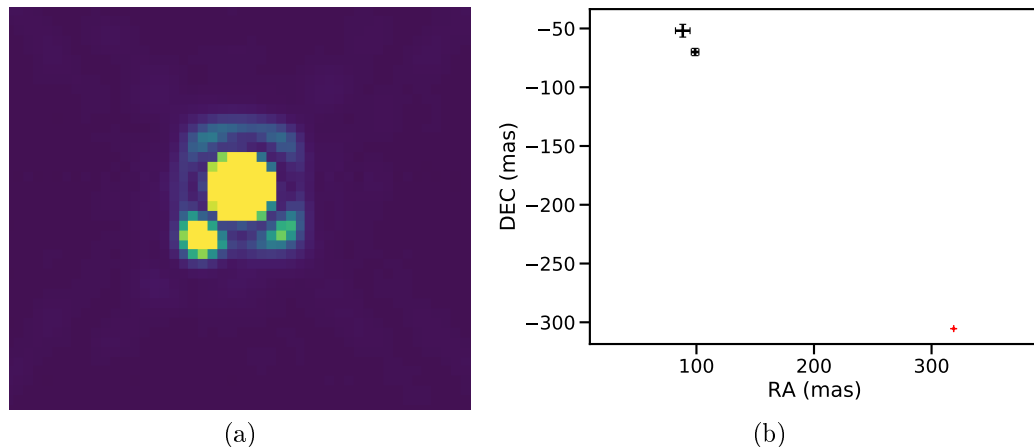


FIGURE 4.12 – (a) Image SPHERE du système HIP 36985 obtenue sans coronographe. Le compagnon est visible en bas à gauche de l'étoile. (b) Astrométrie relative d'HIP 36985 B mesurées avec SPHERE (*noir*) et mesurée dans l'image d'archive NaCo (*rouge*).

Date	Instrument et filtre	Séparation (mas)	Angle de position (°)
26-mar-2016	NaCo L'	441.5 ± 0.2	133.77 ± 0.02
16-dec-2018	SPHERE H	121.1 ± 3.4	125.3 ± 1.4
09-mar-2019	SPHERE J	102.4 ± 6.6	120.4 ± 2.8

TABLE 4.2 – Astrométrie relative d'HIP 36985 B : séparation et angle de position.

2.1.3 Première étude bayésienne du système

Afin de pouvoir mieux caractériser le compagnon, nous avons entamé un suivi de l'étoile avec SPHERE (SHINE GTO survey) et HARPS (échange de temps avec d'autre relevés). Il était alors possible de combiner ces deux types de données, afin de contraindre la masse dynamique du compagnon, dans le but de la comparer ensuite à celle estimée en imagerie directe. Lors de ma première étude de ce système, j'avais à disposition deux mesures d'astrométrie relative du compagnon obtenues avec SPHERE en décembre 2018 et mars 2019 (*cf* Table 4.2), ainsi que 30 spectres HARPS obtenus entre novembre 2014 et février 2019 (*cf* Figures 4.11a et 4.12b).

Pour ce système, je n'ai pas pu utiliser les données d'Hipparcos et Gaia, car les données de Gaia ne sont pas exploitables (Mauvais RUWE, Hambly et al. (2018)^c). Cela est certainement due au mouvement réflexe de l'étoile induit par le compagnon, qui a altéré les mesures de position.

J'ai ainsi effectué un MCMC sur ces mesures d'astrométrie relative et de vitesses radiales, afin de contraindre les paramètres orbitaux et la masse du compagnon (Le modèle utilisé est présenté en Section 2.2.4 du Chapitre 3.). Les résultats de ce

c. https://gea.esac.esa.int/archive/documentation/GDR2/Gaia_archive/chap_datamodel/sec_dm_main_tables/sssec_dm_ruwe.html#ruwe-ruwe

MCMC sont présentés sur les Figures 4.13, 4.14 et dans la Table 4.3.

Les posteriors ont été mal échantillonnés par le MCMC et ces derniers semblaient multi-modaux. Plusieurs familles de solutions distinctes semblaient se dégager. Ces posteriors sont en fait mono-modaux, mais ils sont trop larges pour être correctement échantillonnés par un simple MCMC. Leur largeur vient du fait que l'imagerie directe ne couvre qu'une infime fraction de la période du compagnon et que les vitesses radiales n'en couvre qu'une faible fraction.

Le MCMC a échantillonné des périodes entre 8 et 30 a (2 et 15 au), ce qui est cohérent avec les solutions précédemment obtenues avec *yorbit*. Les solutions en excentricité sont élevées, entre 0.3 et 0.6. L'orbite est rétrograde ($i = 97_{-5}^{+6} \text{ }^\circ$) et elle est proche d'être vue par la tranche. La masse dynamique du compagnon est située entre 110 et 200 M_{Jup} ce qui est cohérent avec les masses estimées à partir de modèles en imagerie directe.

Il faut noter que *yorbit* cherche les meilleures solutions pour un certain jeu de données, tandis qu'un MCMC cherche l'ensemble des solutions possibles. Il est donc normal que les plages de paramètres des solutions du MCMC soient plus larges que celle obtenues avec *yorbit*.

Afin de pouvoir mieux contraindre les paramètres orbitaux du compagnon, j'ai fait une demande de temps HARPS pour ce système, conjointe aux systèmes HD 206893 et HIP 113201. Cette demande ne fut pas retenue.

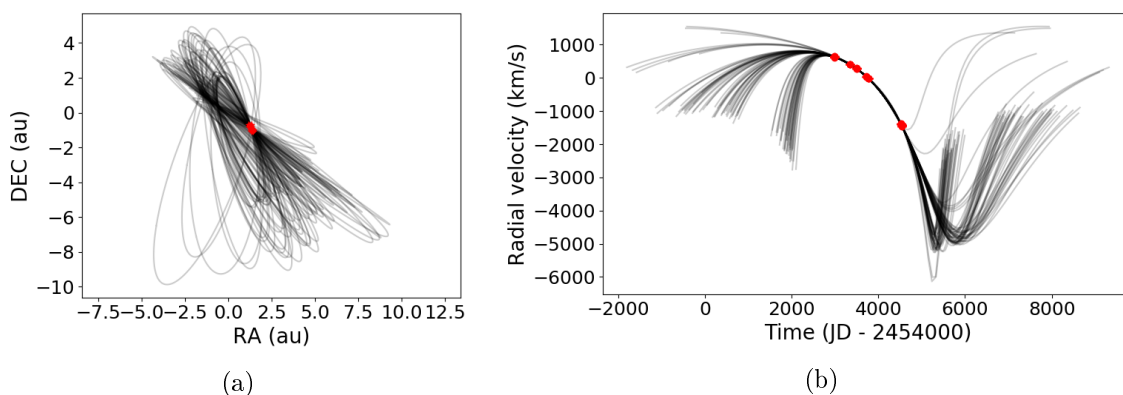


FIGURE 4.13 – Résultats du MCMC effectué sur les vitesses radiales d’HIP 36985 A obtenues avec HARPS jusqu’en février 2019 et l’astrométrie relative de son compagnon obtenue avec SPHERE. Les solutions de chaque chaîne à la dernière itération du MCMC en astrométrie relative ((a)) et en vitesses radiales ((b)) sont présentées en noir, tandis que les observations sont présentées en rouge.



FIGURE 4.14 – Posteriors des paramètres d’HIP 36985 B, estimés à partir du MCMC effectué sur son astrométrie relative obtenue avec SPHERE et sur les vitesses radiales de son étoile hôte obtenues avec HARPS jusqu’en février 2019.

Paramètres	1	2	3	4
P (a)	$23.3_{-5.2}^{+5.2}$	$\sim 10 - 26$	20.2 ± 0.3	$31.2_{-6.6}^{+10.5}$
T_0 (a)	-	~ 15	$15.96_{-0.05}^{+0.06}$	15.2 ± 0.4
e	0.55 ± 0.04	$\sim 0.31 - 0.58$	0.28 ± 0.01	$0.34_{-0.05}^{+0.07}$
i ($^\circ$)	90	97_{-5}^{+6}	93.2 ± 0.5	93.3 ± 0.8
Ω ($^\circ$)	-	143_{-15}^{+20}	135.8 ± 0.3	$136.1_{-0.5}^{+0.6}$
ω ($^\circ$)	50 ± 67	$\sim 160 - 210$	173 ± 2	141_{-12}^{+17}
M_c (M_{Jup})	29_{-16}^{+18}	$\sim 120 - 200$	180 ± 1	174_{-6}^{+4}
M_* (M_\odot)	0.621	0.621	0.621	$0.31_{-0.05}^{+0.07}$

TABLE 4.3 – Résultats sur les paramètres orbitaux et la masse d’HIP 36985 B et sur la masse d’HIP 36985 A, des différentes études du système HIP 36985 AB. La première étude correspond à mon analyse avec *gorbit* des vitesses radiales allant jusqu’à octobre 2016. La seconde étude correspond à mon analyse par un MCMC des vitesses radiales allant jusqu’à octobre 2019 et de l’astrométrie relative SPHERE. La troisième correspond à mon analyse par un MCMC de l’ensemble des vitesses radiales et de l’astrométrie relative SPHERE et NaCo. Enfin, la quatrième correspond à l’analyse précédente en incluant la masse de l’étoile HIP 36985 A comme paramètre dans le PT-MCMC.

2.1.4 Deuxième étude bayésienne du système

Par la suite, le compagnon a été redécouvert par Kammerer et al. (2019) dans une image d’archives de l’instrument NaCo, datant de 2016. Kammerer et al. (2019) ont utilisé la technique de *Kernel phase*, qui consiste dans les grandes lignes, à faire interférer le bruit des données avec lui-même (Martinache 2011). Cette nouvelle mesure d’astrométrie relative est présentée en rouge sur la figure 4.12b. La position et la séparation du compagnon mesurées par Kammerer et al. (2019) sont cohérentes avec les solutions de mon MCMC précédemment présenté. Cette observation NaCo avait été effectué deux ans avant nos observations SPHERE. En utilisant cette donnée, on obtient une meilleure couverture de la période du compagnon et l’on peut donc bien mieux contraindre les paramètres orbitaux et la masse du compagnon.

J’ai donc ajouté cette mesure d’astrométrie relative donnée par Kammerer et al. (2019) à celles de SPHERE, en négligeant l’écart systémique possible entre les deux instruments. Je discute de la limite de cette approche après la présentation des résultats de ce MCMC. Depuis mon analyse précédente, nous avons obtenu 10 nouveaux spectres avec HARPS, entre avril et mai 2019 (présentés en bleu sur la Figure 4.11a). J’en ai profité pour inclure ces nouveaux spectres dans le MCMC. J’ai alors effectué un PT-MCMC conjointement sur ces données de vitesses radiales et d’astrométrie relative (*cf* Table 4.2). Les résultats sont présentés sur les Figures 4.13, 4.14 et dans la Table 4.3.

Les paramètres orbitaux et la masse d’HIP 36985 B sont très bien contraints. Le MCMC donne une période de 20 a, une excentricité de 0.3, une inclinaison de 93°

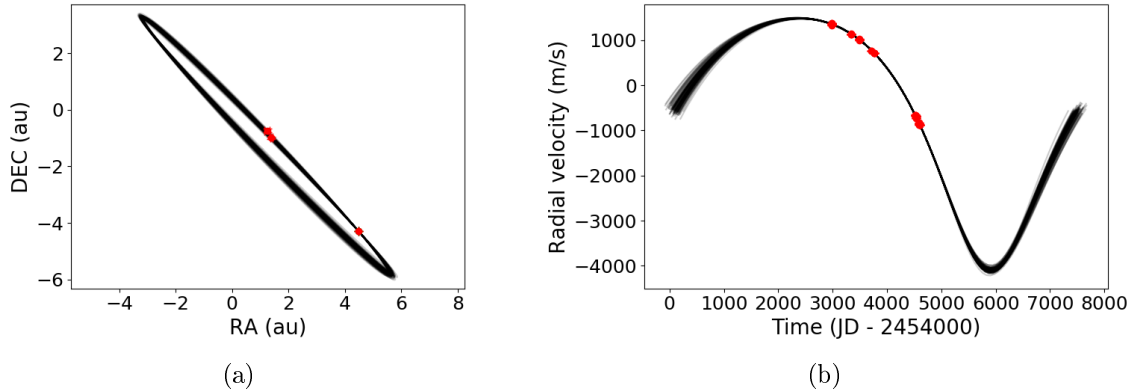


FIGURE 4.15 – Résultats du MCMC effectué sur les vitesses radiales d’HIP 36985 A obtenues avec HARPS jusqu’en mai 2019 et l’astrométrie relative de son compagnon obtenue avec SPHERE et NaCo. Les solutions de chaque chaîne à la dernière itération du MCMC en astrométrie relative ((a)) et en vitesses radiales ((b)) sont présentées en noir, tandis que les observations sont présentées en rouge.

et une masse de $180 M_{\text{Jup}}$. Les valeurs des paramètres d’HIP 36985 B estimé par ce MCMC sont présentés dans la Table 4.3.

Cette masse dynamique est cohérente avec les masses estimées à partir des modèles basés sur les isochrones de Baraffe et al. (2015) et Allard et al. (2013). Dans ce cas particulier, ces modèles amènent donc une estimation précise de la masse d’un compagnon stellaire de faible masse ($< 200 M_{\text{Jup}}$) et relativement jeune ~ 650 Ma.

Cette étude d’HIP 36985 AB montre la force de la combinaison des techniques. Ici les vitesses radiales couvrent moins d’une période du compagnon, de même pour l’astrométrie relative qui repose sur 3 mesures uniquement. Prises individuellement ces données n’auraient pu donner de telles contraintes. Ici prendre en compte ces deux jeux de données permet d’étendre la base de temps sondée et ainsi couvrir une plus grande fraction de la période du compagnon. Cela permet aussi de contraindre tous les paramètres, l’information donnée par les vitesses radiales sur la phase et la masse et celle donnée sur l’orientation de l’orbite par l’imagerie directe étant complémentaires.

Il est cependant important de relativiser la précision de ces résultats. Les barres d’erreurs des paramètres estimés par le MCMC sont très faibles. Celle de la période est de moins d’une année, celle de l’excentricité est de 0.02, celle des angles i et Ω de 1° et celle de la masse du compagnon de $1 M_{\text{Jup}}$ seulement. Or ces barres d’erreurs sont propres au modèle et aux données utilisées et elles peuvent sous-estimer l’incertitude réelle que l’on a sur les paramètres du compagnon. Dans cette étude, les incertitudes sur les paramètres peuvent être sous-estimées pour les trois raisons suivantes :

- Dans ce MCMC, la masse de l’étoile est fixe à la valeur estimée par Passegger et al. (2018) qui est de $0.621 M_{\odot}$. Si la masse réelle de l’étoile est différente, alors les valeurs réelles des paramètres du compagnon peuvent être légèrement différentes de celles estimées ici.

- Ici l'écart systématique possible entre les mesures d'astrométrie relative de NaCo et SPHERE est négligé. Il peut cependant en exister un, notamment sur l'angle de position (PA). En effet, ce dernier est mesuré par rapport à la direction du nord géographique, à la position de l'instrument. L'incertitude de la détermination de cette direction pour chaque instrument, peut amener à un écart systématique entre deux instruments dans la mesure du PA . Cet écart possible de PA entre SPHERE et NaCo devrait être pris en compte dans les paramètres à faire varier dans le MCMC. Cela peut se traduire par une incertitude plus grande sur la mesure NaCo (ou sur les mesures SPHERE) dans le MCMC.
- Enfin, j'ai pris la mesure d'astrométrie relative et les incertitudes sur celle-ci dans l'article de Kammerer et al. (2019) sans les discuter. Or ces incertitudes peuvent avoir été sous-estimées.

Pour résumer, nous sommes ici dans un cas idéal où les données sont tellement contraignantes, que les incertitudes sur les résultats sont dominées par le choix du modèle et les estimations des incertitudes des données. Il n'est alors plus possible de négliger ces aspects.

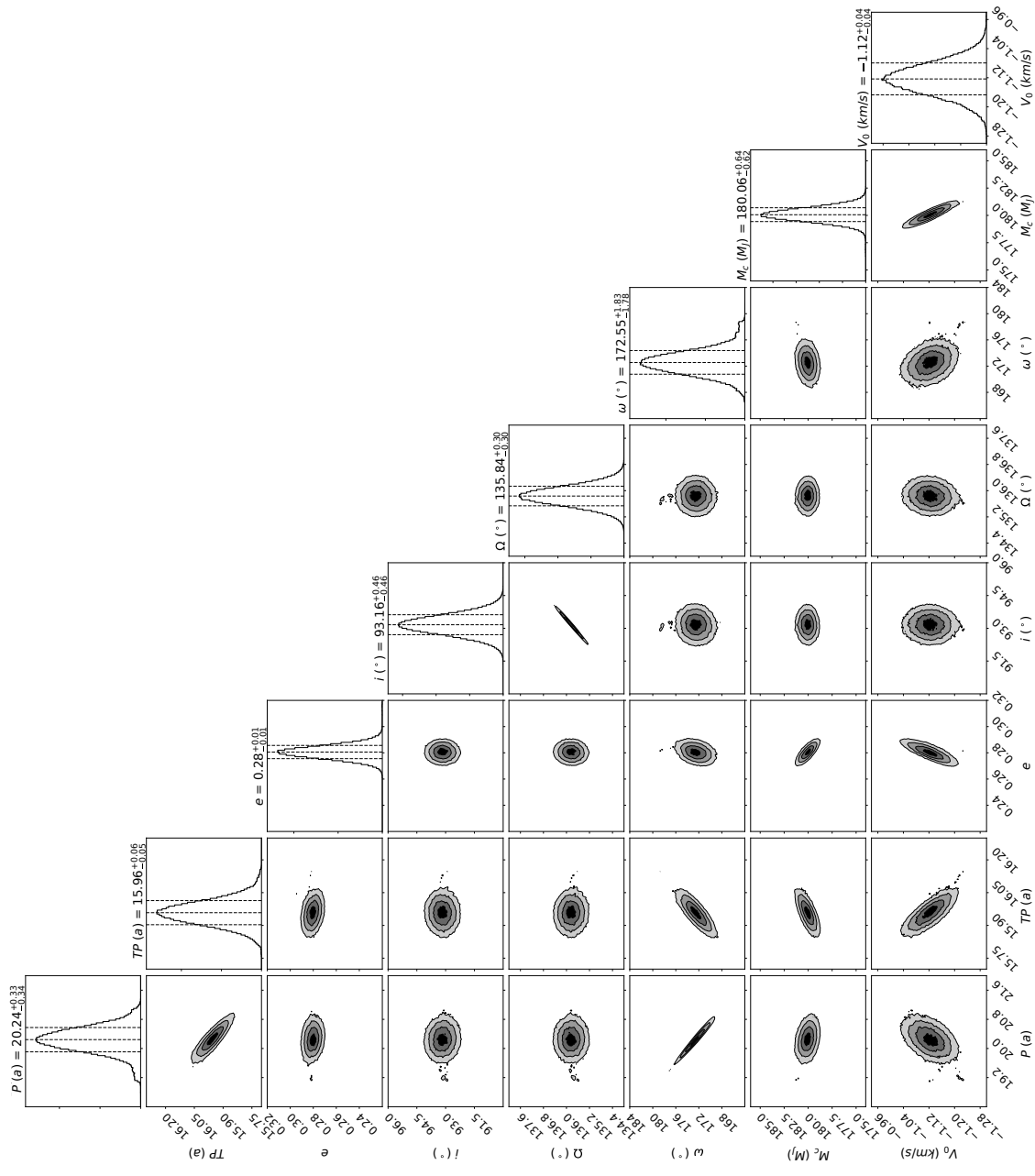


FIGURE 4.16 – Posterior des paramètres d’HIP 36985 B estimés à partir du MCMC effectué sur son astrométrie relative obtenue avec SPHERE et NaCo et sur les vitesses radiales de son étoile hôte obtenues avec HARPS jusqu’en mai 2019.

2.1.5 Contrainte de la masse de l'étoile hôte

J'ai donc ajouté par la suite la masse de l'étoile hôte dans les paramètres du MCMC. Cela permet de s'affranchir de l'estimation faite par Passegger et al. (2018) et de l'incertitude qu'elle implique sur les résultats des paramètres du compagnon, tout en permettant une estimation directe de la masse de l'étoile hôte. Comme les données contraignent bien le problème, la contrainte de ce paramètre semble possible. Le modèle utilisé pour ce MCMC est présenté en Section 2.2.4 du Chapitre 3.

J'ai choisi d'utiliser un PT-MCMC, les posteriors étant difficiles à échantillonner par un MCMC seul. De plus, le temps au périastre étant bien contraint par le MCMC précédent, j'ai fait intervenir ce paramètre directement dans le PT-MCMC, au lieu du facteur f_{T_0} . Enfin, j'ai cette fois pris en compte la masse totale du système dans le calcul de l'astrométrie relative et des vitesses radiales. Jusqu'à présent, la masse du compagnon était négligée face à celle de son étoile. Cette approximation n'est pas valable pour ce système, où la masse du compagnon vaut presque 30% de la masse de son étoile hôte.

Les résultats de ce PT-MCMC sont présentés sur les Figures 4.17, 4.18 et dans la Table 4.3.

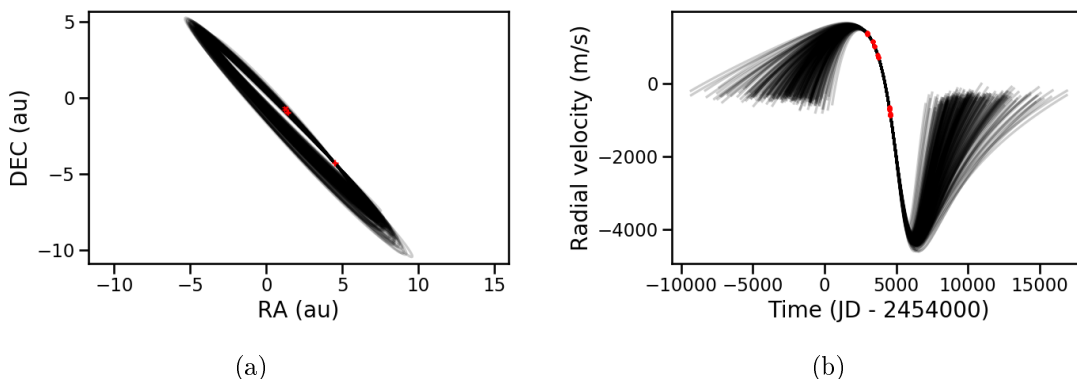


FIGURE 4.17 – Résultats du PT-MCMC, avec la masse de l'étoile comme paramètre, effectué sur l'ensemble des vitesses radiales d'HIP 36985 A obtenues avec HARPS et l'astrométrie relative de son compagnon obtenue avec SPHERE et NaCo. Les solutions de chaque chaîne à la dernière itération du MCMC en astrométrie relative ((a)) et en vitesses radiales ((b)) sont présentées en noir, tandis que les observations sont présentées en rouge. Par souci de lisibilité, les solutions des chaînes perdues ont été exclues de cette figure.

La masse de l'étoile est bien contrainte et j'obtiens $0.31_{-0.05}^{+0.07} M_{\odot}$, ce qui est maintenant trop faible pour une étoile de type M1.0V. Ces objets ont généralement une masse autour de $0.55 M_{\odot}$ (Schweitzer et al. 2019). La masse estimée par Passegger et al. (2018) est incompatible à 1σ avec la masse contrainte dynamiquement par le MCMC.

J'obtiens une période de $31.2_{-6.6}^{+10.5}$ a pour le compagnon, ce qui est bien plus élevé que celle précédemment estimée, et seulement compatible à 2σ avec cette dernière. Cela se comprend simplement par le fait que la période P et la masse de l'étoile M_*

sont directement reliées par la troisième loi de Kepler. Pour les mêmes données, une masse de l'étoile plus faible implique une période plus grande pour le compagnon.

Les valeurs de cette période, ainsi que du ω sont incompatibles à deux 2σ avec leurs valeurs précédemment estimées. Les solutions d'un MCMC avec un paramètre fixé devraient être incluses dans les solutions d'un MCMC faisant varier ce paramètre. Mais ici la masse estimée par Passegger et al. (2018) est incompatible avec la masse dynamique estimée par ce nouveau PT-MCMC. Cela explique pourquoi les solutions trouvées par le précédent MCMC sont incompatibles avec celles du nouveau PT-MCMC. De plus, les incertitudes sur ces paramètres sont 7 à 32 fois plus élevées que pour le MCMC précédent.

De leur côté, les valeurs des paramètres T_0 , e et M_c sont proches, mais seulement compatibles à 2σ avec les valeurs précédentes. Cet écart doit provenir du fait que la masse du compagnon était négligée dans le MCMC précédent, ce qui induisait des erreurs dans l'estimation des paramètres. Enfin, la valeur de l'inclinaison et du Ω sont compatibles à 1σ avec la précédente. Les incertitudes de ces paramètres sont 2 à 10 fois plus élevées que précédemment. Cette augmentation de la largeur des posteriors est attendue par le fait d'ajouter un paramètre au MCMC, l'espace des paramètres balayé est plus grand.

La masse du compagnon est désormais estimée à $174_{-6}^{+4} M_{\text{Jup}}$, ce qui est proche de la valeur précédemment estimée (écart relatif de 3%), bien que seulement compatible à 2σ . La masse de l'étoile hôte semble peu impacter mon estimation de la masse du compagnon.

Cette étude m'a permis d'observer qu'une erreur sur la masse de l'étoile hôte peut induire une erreur sur la période et l'argument au périastre du compagnon.



FIGURE 4.18 – Posterior des paramètres d’HIP 36985 A et B estimés à partir du PT-MCMC, avec la masse de l’étoile hôte comme paramètre, effectué sur l’astrométrie relative du compagnon obtenue avec SPHERE et NaCo et sur l’ensemble des vitesses radiales de l’étoile hôte obtenues avec HARPS.

2.1.6 Article

Mes résultats ont été indépendamment reproduits par B.A. Biller à partir des mêmes données et du code python qu'elle a élaboré, lui aussi basé sur *emcee*. Un article présentant ces résultats, ainsi que ceux d'HIP 113201 (*cf* sous-section suivante) est en préparation. Dans cet article, il est prévu d'inclure l'écart systématique en *PA* entre les mesures SPHERE et NaCo, ainsi que de ré-évaluer les incertitudes de la mesure d'astrométrie relative de NaCo.

2.2 Le système HIP 113201

J'ai ensuite collaboré avec B.A. Biller sur le système HP 113201, afin de contraindre les paramètres orbitaux et la masse du compagnon qu'elle a découvert.

2.2.1 Présentation du système

HIP 113201 (GJ 4303, Smethells 119) est une étoile de type M4V située à 23.77 ± 0.03 pc (Gaia Collaboration et al. 2016a), dont la masse fut estimée à $0.56 M_{\text{Jup}}$ (Astudillo-Defru et al. 2017), ce qui est élevé pour une étoile de ce type spectral. Les étoiles de ce type spectral ont plutôt une masse vers $0.35 M_{\odot}$ (Schweitzer et al. 2019). Elle présente une période de rotation 17 jours, estimée à partir de spectroscopie (Astudillo-Defru et al. 2017). Aucun âge n'a précédemment été estimé pour cette étoile.

Un compagnon stellaire de faible masse a été observé à la fois en vitesses radiales avec HARPS et en imagerie directe avec SPHERE par B.A. Biller et son équipe. Ces derniers ont estimé l'âge de ce système à 1.2 Ga par gyrochronologie, ainsi que la masse du compagnon à $110 M_{\text{Jup}}$, à partir des données en imagerie directe et de modèles d'évolution. Ce système est très similaire à HIP 36985 AB, excepté son âge, c'est pourquoi je l'ai étudié en collaboration de B.A. Biller et son équipe. Le but de mon analyse était de déterminer les paramètres orbitaux et la masse du compagnon grâce à mes codes de MCMC.

2.2.2 Présentation des données et analyse des vitesses radiales

HIP 113201 a été observée avec HARPS entre juillet 2008 et juin 2017 et 84 spectres ont été obtenus. Son compagnon a été imagé avec SPHERE à deux reprises en septembre 2016 et en octobre 2016. Ces mesures d'astrométrie relative sont présentées sur la Figure 4.19. Une troisième observation SPHERE du compagnon a eu lieu en mai 2019 et est en cours de réduction. De plus, contrairement à HIP 36985, les données de Gaia sont exploitable pour cette étoile.

Les vitesses radiales de cette étoile ont d'abord été déterminées par l'équipe de B.A. Biller avec NAIRA, un code dédié à la détermination de vitesses radiales pour les étoiles de type M (Santos et al. 2014). Les vitesses radiales présentent une variation à long terme d'une amplitude d'environ 2 km s^{-1} en plus de variations à plus court terme d'une amplitude d'environ 50 m s^{-1} (*cf* Figure 4.20a). Cette variation à long terme est attribuée au compagnon imagé et indique qu'il a une orbite excentrique, avec un passage au périastre situé entre août 2012 et octobre

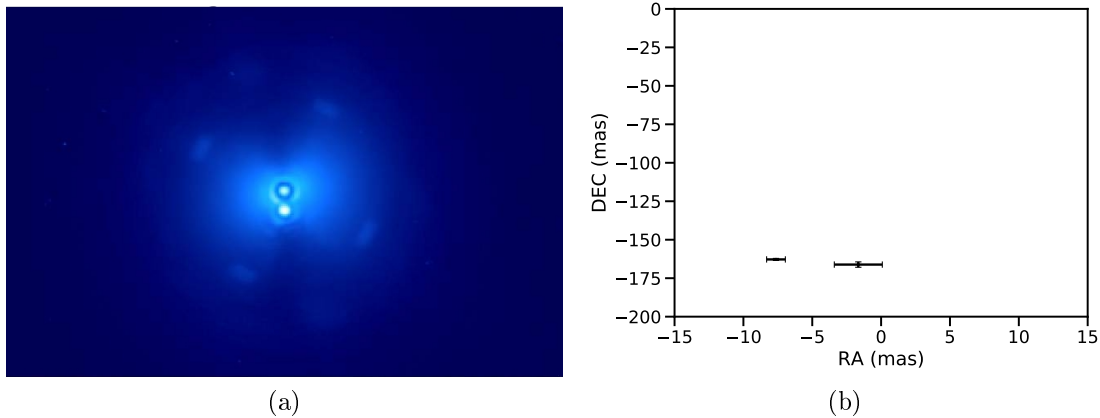


FIGURE 4.19 – (a) Image SPHERE du système HIP 113201 obtenue sans coronographe par B.A. Biller et son équipe. Le compagnon est visible en bas de l'étoile. (b) Astrométrie relative d'HIP 113201 B mesurée avec SPHERE.

2016. Tandis que les variations à court terme viennent de l'activité magnétique de l'étoile.

Cependant, NAIRA n'a retenu que 74 des 84 spectres HARPS et il a exclu les spectres pris entre octobre 2016 et juin 2017, soit après le passage au périastre du compagnon. Or ces spectres sont précieux pour contraindre la période, l'excentricité et le temps de passage au périastre du compagnon. Afin de maîtriser la sélection des spectres lors du calcul des vitesses radiales, j'ai analysé les spectres HARPS avec SAFIR. J'ai utilisé les mêmes critères pour exclure les mauvais spectres que dans mon analyse des relevés HARPS et SOPHIE (*cf* Chapitre 2). Seuls 66 des 84 spectres ont été retenus par SAFIR, mais les spectres obtenus après octobre 2016 ont été retenus par ce dernier. Les vitesses radiales que j'ai alors obtenues sont présentées en Figure 4.20b.

Il n'est pas possible de comparer directement ces nouvelles vitesses radiales déterminées par SAFIR avec celles de NAIRA, car les deux codes calculent les vitesses radiales à partir d'un spectre médian qui est construit à partir de l'ensemble des spectres retenus par chaque code. Les deux jeux de vitesses radiales sont donc variables à une constante près et il y a un décalage systématique, dont la valeur ne peut être déterminée, entre les vitesses radiales SAFIR et NAIRA. De plus, ici les spectres retenus par SAFIR et NAIRA pour construire leur spectre médian n'ont pas été les mêmes. Les spectres médians de chaque code sont donc différents et l'on s'attend à ce que la vitesse radiale d'un même spectre soit légèrement différente entre SAFIR et NAIRA. On doit donc se contenter de comparer leur tendance, qui est bien identique (*cf* Figure 4.20).

Ensuite, le premier et le dernier spectre obtenus avec HARPS pour cette étoile sont isolés. Ils ne permettent pas d'échantillonner les variations à court terme. Utiliser ces spectres tels quels dans le MCMC aboutirait à une sur-contrainte sur l'impact du compagnon aux temps de ces spectres. Or cette sur-contrainte n'a pas d'origine physique. J'ai donc choisi d'agrandir les barres d'erreur de ces spectres pour prendre en compte cette variabilité à court terme. Je leur ai attribué une taille de 45 m s^{-1} ,

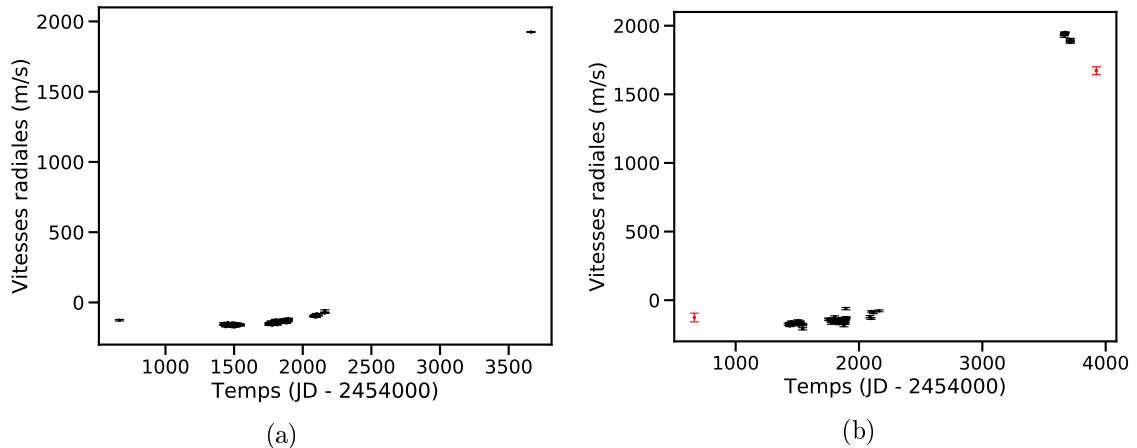


FIGURE 4.20 – (a) Vitesses radiales d’HIP 113201 A obtenues avec NAIIRA. Un décalage d’une valeur arbitraire a été appliqué à ces vitesses radiales, afin de rendre leur comparaison avec les vitesses radiales obtenues avec HARPS plus facile. (b) Vitesses radiales d’HIP 113201 A obtenues avec SAFIR et telle qu’utilisée dans les MCMC. La première et la dernière mesures (en rouge) ont vu leur barre d’erreur agrandie, afin de prendre en compte le bruit stellaire.

ce qui correspond à l’amplitude typique des variations à court terme. Ces points et leur nouvelle barre d’erreur sont présentés en rouge sur la figure Figure 4.20.

2.2.3 MCMC sur l’astrométrie relative et les vitesses radiales

Pour contraindre les paramètres orbitaux et la masse du compagnon d’HIP 113201, j’ai d’abord effectué un MCMC sur les vitesses radiales SAFIR et l’astrométrie relative SPHERE du compagnon (le modèle utilisé est présenté en Section 2.2.4 du Chapitre 3). Les résultats du MCMC sont présentés sur les Figures 4.21, 4.23 et dans la Table 4.4.

Les paramètres orbitaux et la masse du compagnon sont bien contraints. La période est de 29 ± 2 a. Comme le laissait présager les vitesses radiales, l’orbite est excentrique 0.65 ± 0.02 . Cette orbite est presque vue par les pôles ($i = 156 \pm 3^\circ$, $\Omega = 209 \pm 3^\circ$). La phase est très bien contrainte, le ω est connu à moins de 2° près et le temps de passage au périastre est connu à 40 jours près, ce qui est remarquable sur une période d’environ 30 ans^d. Ce sont essentiellement les vitesses radiales qui permettent une telle contrainte sur la phase, notamment grâce aux spectres obtenus après le passage au périastre du compagnon. Les contraintes sur les paramètres sont aussi remarquables pour ce système, la période est connue à moins de 5 ans près, l’excentricité à 0.04 près et les angles caractérisant l’orbite sont connus avec une incertitude entre 2° et 6° ^d. Encore une fois, on observe que la combinaison des données permet d’atteindre des contraintes remarquables sur le compagnon et ce même

^d. Il faut cependant garder à l’esprit que les incertitudes présentées ici sont déduites des domaines comportant 68% des solutions des posteriors. Les solutions en dehors de ce domaine existent, mais sont moins probables. Néanmoins, il reste un peu moins d’une chance sur trois que la valeur réelle du paramètre ne se trouve pas dans ce domaine.

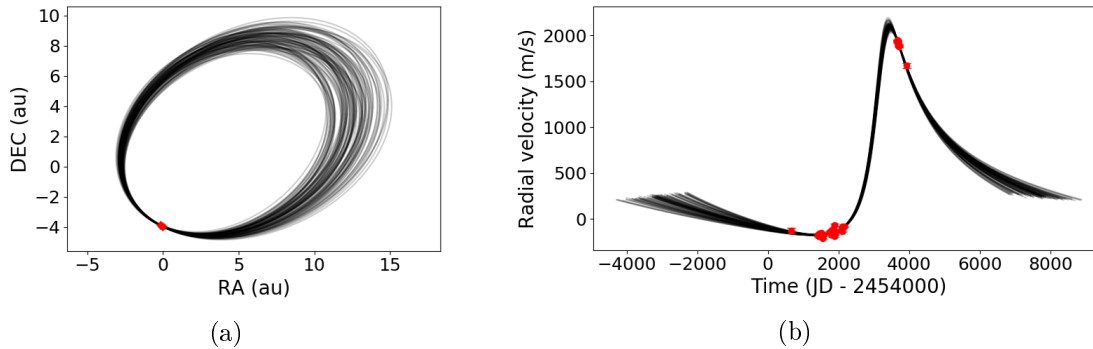


FIGURE 4.21 – Résultats du MCMC effectué sur les vitesses radiales d’HIP 113201 A obtenues avec HARPS et l’astrométrie relative de son compagnon obtenue avec SPHERE. Les solutions de chaque chaîne à la dernière itération du MCMC en astrométrie relative ((a)) et en vitesses radiales ((b)) sont présentées en noir, tandis que les observations sont présentées en rouge.

si les données ne couvrent qu’une fraction de son orbite. Ici les vitesses radiales ne couvrent qu’environ 30% de la période du compagnon, tandis l’astrométrie relative en couvre moins de 6% ! Et il faut noter qu’ici, contrairement à HIP 36985, les incertitudes sur les paramètres proviennent uniquement des incertitudes des observables (vitesses radiales et astrométrie relative). Par contre, la masse de l’étoile a été fixée à la valeur estimée par Astudillo-Defru et al. (2017) lors de ce MCMC, ces résultats ne sont donc valables que pour cette masse.

La masse dynamique du compagnon que j’obtiens est cohérente avec celle estimée à partir des modèles d’évolution en utilisant les données d’imagerie directe, mais seulement à 2σ . Cette masse de 135_{-16}^{+19} est plus élevée que cette dernière de 22%. À l’âge du système, la masse du compagnon estimée par les modèles d’évolution ne dépendent plus de ce dernier, car le compagnon a atteint la séquence principale et est à l’équilibre thermique. Cet écart observé sur la masse du compagnon ne peut donc pas provenir d’une erreur sur l’estimation de l’âge du système. Il se peut par contre que ce soit la masse dynamique qui ait été mal estimée, à cause d’une erreur sur la masse de l’étoile hôte. Si ce n’est pas le cas, cela indiquera que les modèles d’évolution sont peut-être mal calibrés pour les compagnons comme HIP 113201 B.

J'ai ensuite voulu vérifier si ces solutions, étaient compatibles avec les contraintes d'Hipparcos et Gaia. J'ai donc tracé les vitesses propres induite par le compagnon pour chaque chaîne en fin de MCMC et je les ai comparées aux $\Delta\mu_H^{\alpha^*,\delta}$ et $\Delta\mu_G^{\alpha^*,\delta}$. Cette comparaison est présentée sur la Figure 4.22. On observe que les vitesses propres des solutions obtenues sans prendre en compte les contraintes de ces deux missions sont en relatif accord avec leurs $\Delta\mu$. Cela montre que ces $\Delta\mu$ sondent bien l'impact du compagnon et qu'il est pertinent de les utiliser dans le MCMC par la suite.

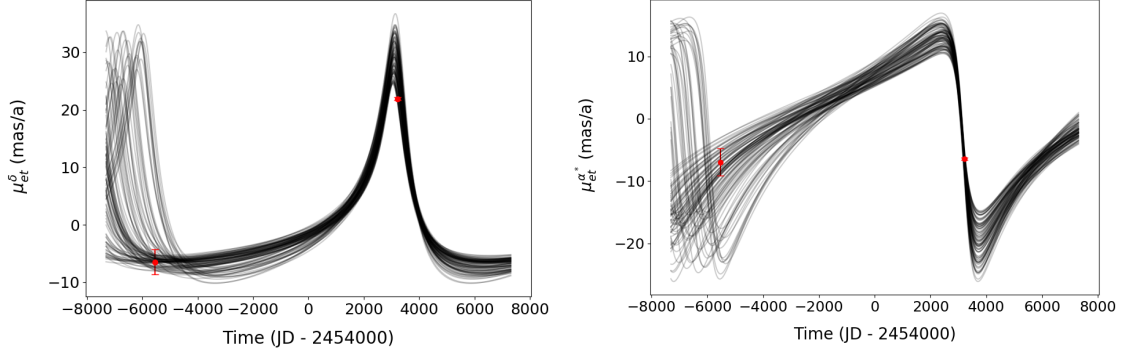


FIGURE 4.22 – Résultats du MCMC effectué sur les vitesses radiales d'HIP 113201 A obtenues avec HARPS et l'astrométrie relative de son compagnon obtenue avec SPHERE. Les solutions de chaque chaîne à la dernière itération du MCMC en vitesse propre sont présentés en noir et les $\Delta\mu_H^{\alpha^*,\delta}$ et $\Delta\mu_G^{\alpha^*,\delta}$ d'HIP 113201 A sont présentés en rouge.

Paramètres	1	2	3
P (a)	$29.4^{+2.4}_{-2.3}$	$26.9^{+0.4}_{-0.3}$	$26.8^{+0.5}_{-0.4}$
T_0 (a)	$8.86^{+0.04}_{-0.05}$	8.92 ± 0.02	$9.15^{+0.15}_{-0.17}$
e	0.65 ± 0.02	0.601 ± 0.003	0.61 ± 0.01
i ($^\circ$)	$155.8^{+2.8}_{-3.1}$	151.9 ± 0.4	$152.2^{+0.6}_{-0.5}$
Ω ($^\circ$)	$208.6^{+2.6}_{-2.5}$	$198.6^{+1.4}_{-1.3}$	$195.1^{+2.8}_{-2.5}$
ω ($^\circ$)	$318.1^{+0.8}_{-0.9}$	316.2 ± 0.5	321.2 ± 3.7
M_c (M_{Jup})	135^{+19}_{-16}	$119.7^{+1.6}_{-1.5}$	138^{+17}_{-14}
M_* (M_\odot)	0.56	0.56	$0.74^{+0.17}_{-0.13}$

TABLE 4.4 – Résultats sur les paramètres orbitaux et la masse d'HIP 113201 B et sur la masse d'HIP 113201 A, des différentes études du système HIP 113201 AB. La première étude correspond à mon analyse par un MCMC des vitesses radiales obtenues avec SAFIR et de l'astrométrie relative SPHERE. La deuxième correspond à mon analyse par un MCMC des vitesses radiales obtenues avec SAFIR, de l'astrométrie relative SPHERE et de l'astrométrie absolue d'Hipparcos et de Gaia. Enfin, la troisième correspond à l'analyse précédente en incluant la masse de l'étoile HIP 113201 A comme paramètre dans le PT-MCMC.

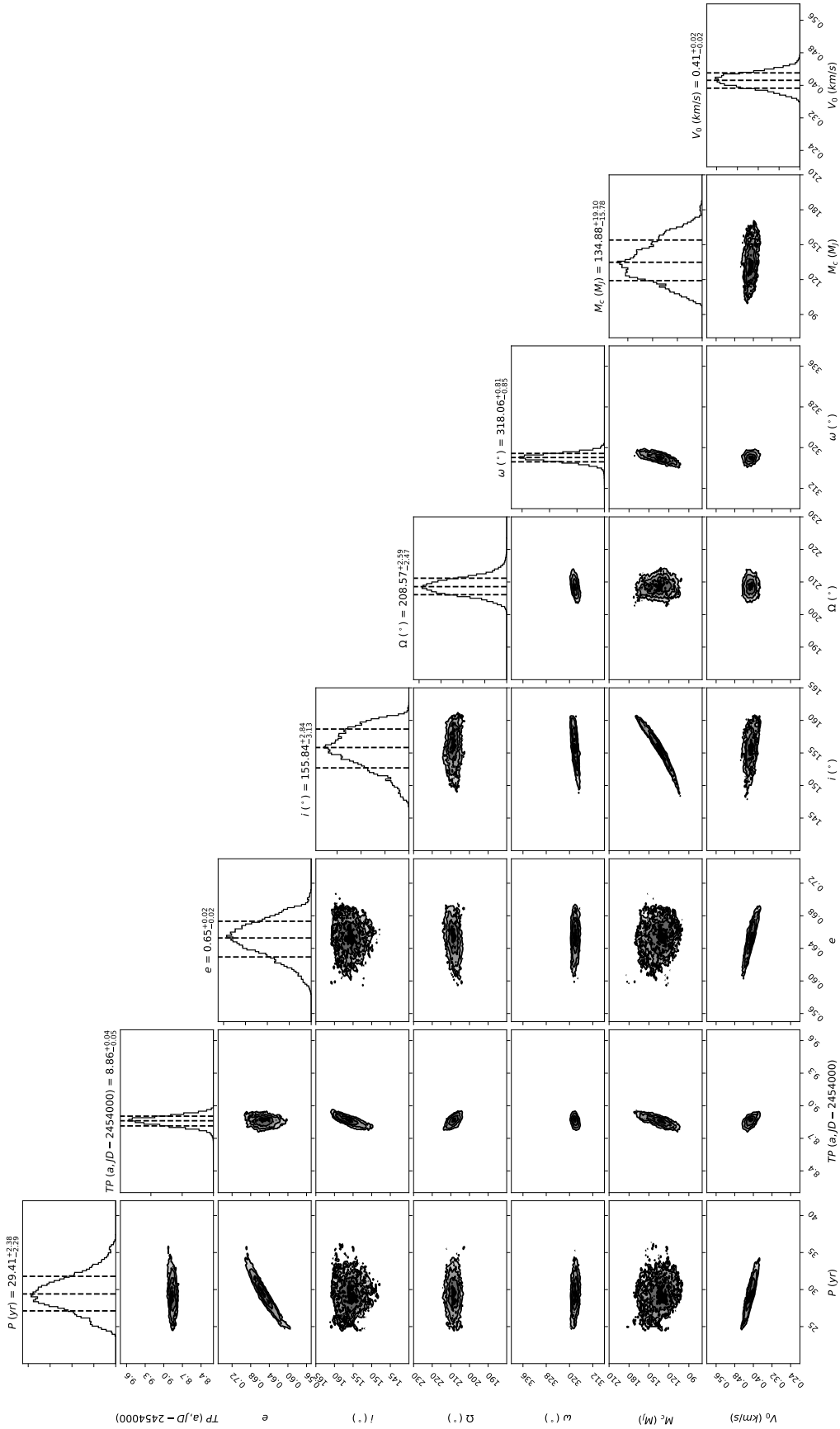


FIGURE 4.23 – Posterior des paramètres d’HIP 113201 B, estimés à partir du MCMC effectué sur son astrométrie relative obtenue avec SPHERE et sur les vitesses radiales de son étoile hôte obtenues avec HARPS.

2.2.4 MCMC sur l'astrométrie relative, les vitesses radiales et l'astrométrie absolue d'Hipparcos et Gaia

Afin d'affiner nos connaissances sur le compagnon, j'ai ajouté les contraintes astrométriques d'Hipparcos et Gaia dans le MCMC (Le modèle utilisé est présenté en Section 2.2.4 du Chapitre 3). Les résultats du MCMC sont présentés sur les Figures 4.24, 4.25, 4.26 et dans la Table 4.4.

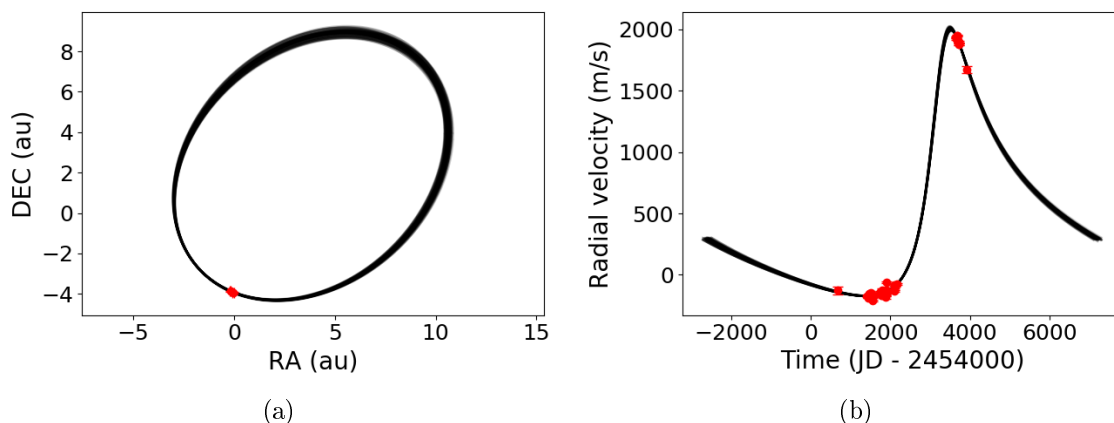


FIGURE 4.24 – Résultats du MCMC effectué sur les vitesses radiales d'HIP 113201 A obtenues avec HARPS, l'astrométrie relative de son compagnon obtenue avec SPHERE et l'astrométrie absolue d'Hipparcos et Gaia. Les solutions de chaque chaîne à la dernière itération du MCMC en astrométrie relative ((a)) et en vitesses radiales ((b)) sont présentées en noir, tandis que les observations sont présentées en rouge.

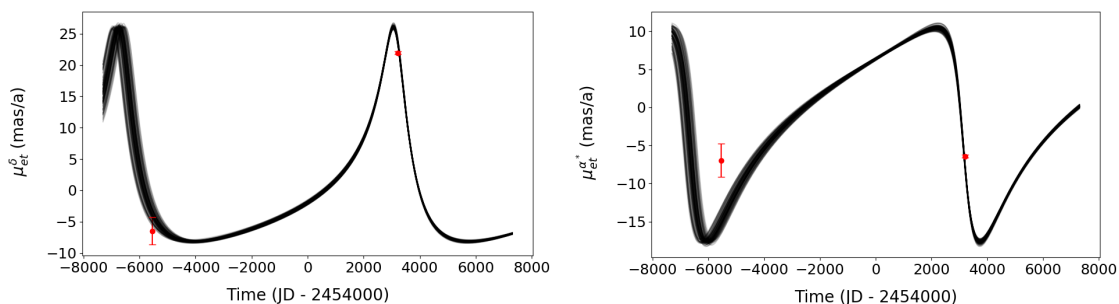


FIGURE 4.25 – Résultats du MCMC effectué sur les vitesses radiales d'HIP 113201 A obtenues avec HARPS, l'astrométrie relative de son compagnon obtenue avec SPHERE et l'astrométrie absolue d'Hipparcos et Gaia. Les solutions de chaque chaîne à la dernière itération du MCMC en vitesse propre sont présentés en noir et les $\Delta\mu_H^{\alpha,*,\delta}$ et $\Delta\mu_G^{\alpha,*,\delta}$ d'HIP 113201 A sont présentés en rouge.

Tous les paramètres du compagnon sont maintenant mieux contraints. Par exemple, les incertitudes^e sur ces derniers ont été réduites d'un facteur 2 à 15.

^e. Déduites des domaines comportant 68% des solutions des posteriors des paramètres.

Les paramètres qui ont été les mieux contraints par ces données sont l'inclinaison et la masse du compagnon, dont les incertitudes ont été divisées par plus d'un facteur 10. Cette étude montre donc que les contraintes obtenues par l'utilisation des données d'Hipparcos et Gaia peuvent être très fortes.

La période estimée grâce à ce MCMC est de $26.9_{-0.3}^{+0.4}$ a, ce qui est plus court, mais compatible à 1σ avec la période précédemment estimée. De même, la masse du compagnon nouvellement estimée est aussi plus faible qu'auparavant : $119.7_{-1.5}^{+1.6} M_{\text{Jup}}$, mais elle reste plus élevée que celle estimée à partir des modèles d'évolution (avec un écart relatif de 9%) et elle est désormais incompatible à 3σ avec cette dernière. Les valeurs des autres paramètres sont légèrement différentes de celles précédemment estimées, mais elles restent au minimum compatibles à 3σ avec ces dernières.

Comme attendu, le χ^2 sur les $\Delta\mu$ de cet ajustement est bien meilleur que celui de l'ajustement n'utilisant pas les données d'Hipparcos et Gaia présenté dans la sous-section précédente. Cependant, l'ajustement sur ces données reste peu satisfaisant, les solutions en fin de MCMC étant pour la majorité d'entre elles en dehors des barres d'erreur de ces $\Delta\mu$.

Il faut cependant noter que la masse de l'étoile hôte était fixe pour cette étude. Compte tenu de l'incertitude sur cette dernière, les incertitudes sur les paramètres orbitaux et sur la masse dynamique du compagnon sont en réalité plus grandes. De plus, une erreur sur l'estimation de la masse utilisée dans cette étude entraînerait une erreur dans l'estimation de la masse dynamique du compagnon, ce qui pourrait expliquer l'incompatibilité entre cette dernière et la masse estimée à partir des modèles d'évolution. De même, une erreur sur l'estimation de la masse de l'étoile hôte pourrait expliquer la faible compatibilité entre les solutions obtenues et les données d'Hipparcos et Gaia.



FIGURE 4.26 – Posterior des paramètres d’HIP 113201 B estimés à partir du MCMC effectué sur son astrométrie relative obtenue avec SPHERE, sur les vitesses radiales de son étoile hôte et sur l’astrométrie d’Hipparcos et Gaia.

2.2.5 Ajout de de la masse de l'étoile hôte comme parametre du MCMC

J'ai par conséquent ajouté la masse d'HIP 113201 A aux paramètres à faire varier dans le MCMC. Tout comme pour pour HIP 36985, j'ai utilisé un PT-MCMC et j'ai choisi de ne plus négliger la masse du compagnon face à celle de l'étoile hôte.

Les résultats de ce MCMC sont présentés sur les Figures 4.27, 4.28, 4.29 et dans la Table 4.4.

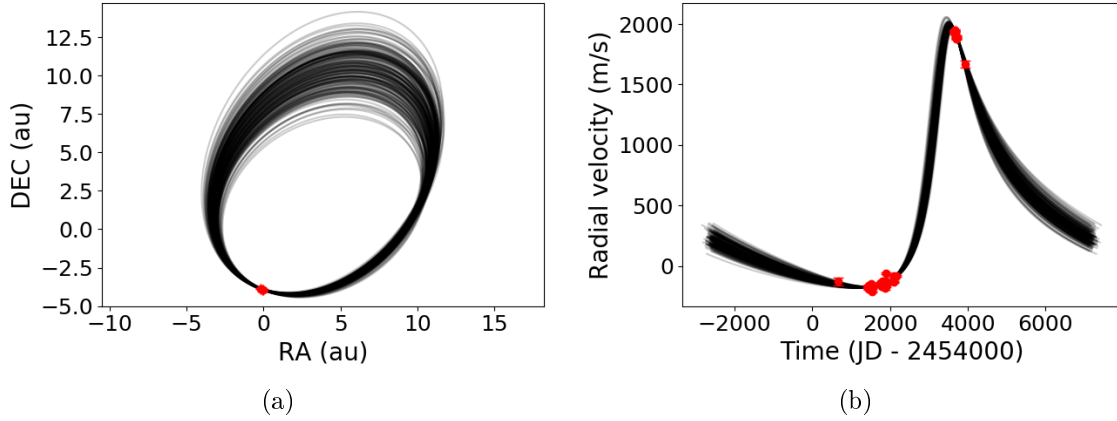


FIGURE 4.27 – Résultats du PT-MCMC, avec la masse de l'étoile hôte comme paramètre, effectué sur les vitesses radiales d'HIP 113201 A obtenues avec HARPS, l'astrométrie relative de son compagnon obtenue avec SPHERE et l'astrométrie absolue d'Hipparcos et Gaia. Les solutions de chaque chaîne à la dernière itération du MCMC en astrométrie relative ((a)) et en vitesses radiales ((b)) sont présentées en noir, tandis que les observations sont présentées en rouge.

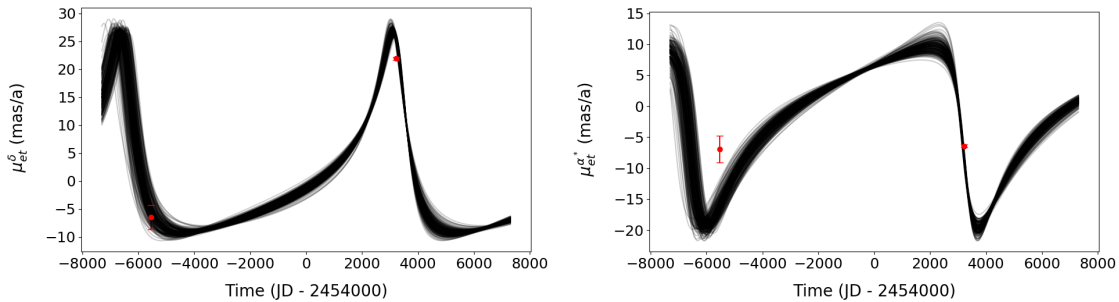


FIGURE 4.28 – Résultats du PT-MCMC, avec la masse de l'étoile hôte comme paramètre, effectué sur les vitesses radiales d'HIP 113201 A obtenues avec HARPS, l'astrométrie relative de son compagnon obtenue avec SPHERE et l'astrométrie absolue d'Hipparcos et Gaia. Les solutions de chaque chaîne à la dernière itération du MCMC en vitesse propre sont présentés en noir et les $\Delta\mu_H^{\alpha,\delta}$ et $\Delta\mu_G^{\alpha,\delta}$ d'HIP 113201 A sont présentés en rouge.

Cet ajustement est bien meilleur sur les données de Gaia : le χ^2 sur les $\Delta\mu_G$ est plus bas d'un facteur 7 et une part significative des solutions en fin de MCMC sont dans les barres d'erreur de ces derniers. Cela montre que l'incompatibilité entre

les données de Gaia et les solutions obtenues lors de l’ajustement présenté en sous-section précédente venait de la valeur de la masse de l’étoile hôte utilisée. Par contre, on n’observe pas d’amélioration de l’ajustement sur les $\Delta\mu_H$ et bien que les solutions soient compatibles avec le $\Delta\mu_H^\delta$, elles ne le sont pas avec le $\Delta\mu_H^{\alpha^*}$.

La masse de l’étoile hôte est estimée à $0.74_{-0.13}^{+0.17}M_\odot$ à partir du domaine à 1σ de son posterior, ce qui est trop élevé pour une étoile de type M4V. Par contre, le posterior de ce paramètre reste très marginalement compatible avec la masse typique d’une M4V. Par exemple, 0.5% des solutions du MCMC comportent un M_* inférieur à $0.45M_{\text{Jup}}$. Il se peut alors que l’étoile hôte soit en fait une binaire non résolue. Mais cela est cependant peu probable, car un tel compagnon de masse stellaire et de faible période induirait des variations de vitesses radiales de grande amplitude, ce qui serait visible dans les vitesses radiales mesurées, à moins que l’orbite de ce dernier soit vue par les pôles.

La masse estimée du compagnon est toujours élevée : $138_{-14}^{+17}M_{\text{Jup}}$, mais elle est désormais compatible à 3σ avec la masse estimée à partir des modèles d’évolution.

On note toutefois une faible dégénérescence entre la masse du compagnon et la masse de l’étoile hôte. Les solutions proches de $110M_{\text{Jup}}$ en masse du compagnon correspondent à des masses de l’ordre de $0.53M_\odot$ pour l’étoile hôte, ce qui est plus proche de la masse attendue de cette dernière. Cependant, une masse de $0.53M_\odot$ reste élevée pour une étoile de type M. De leur côté, les solutions dont la masse de l’étoile hôte est proche de $0.35M_\odot$, la masse attendue d’une M4V, présentent des masses vers $100M_{\text{Jup}}$. Cependant, bien qu’elles soient peu probables, les solutions présentant $M_* \sim 0.35M_\odot$ et $M_c \sim 110M_{\text{Jup}}$ restent possibles.

Les valeurs des paramètres orbitaux d’HIP 113201 B sont peu différentes du MCMC précédent et elles sont pour la majorité d’entre elles compatibles à 1σ avec leurs valeurs précédemment estimées, excepté pour le temps au périastre T_P , l’argument du périastre ω et la masse de ce dernier M_c , qui ne sont compatibles qu’à 2σ avec leurs valeurs précédemment estimées.

On note que, malgré l’ajout d’un paramètre supplémentaire dans l’ajustement, les incertitudes sur les autres paramètres sont restées très faibles. Par exemple, l’incertitude sur la période est de l’ordre d’un an pour une période de 27 ans et l’incertitude sur l’inclinaison est de l’ordre du degré, tandis que les incertitudes sur les angles (Ω, ω) sont de l’ordre de 6° . Cela montre de nouveau que l’exploitation des données d’Hipparcos et Gaia (positions, vitesses propres) peut apporter de fortes contraintes sur les paramètres orbitaux d’un compagnon.

2.2.6 Article

Mes résultats sur ce système ont été indépendamment reproduits par B.A. Biller à partir des mêmes données. Un article présentant ces résultats, ainsi que ceux d’HIP 36985 (*cf* sous-section précédente) est en préparation. La rédaction de cet article a été repoussée afin de pouvoir inclure la dernière mesure d’astrométrie relative SPHERE d’HIP 113201 B.

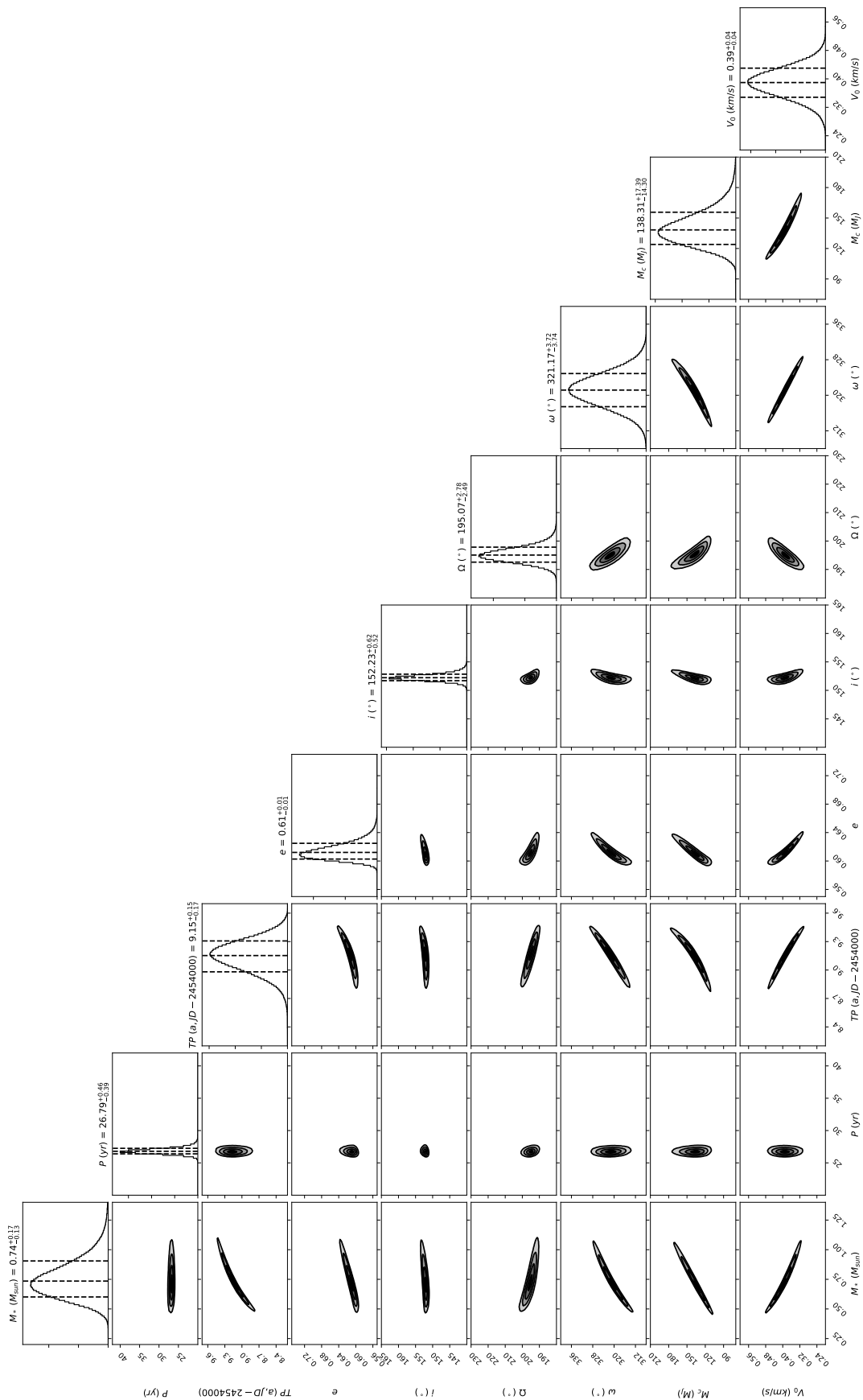


FIGURE 4.29 – Posterior des paramètres d’HIP 113201 A et B estimés à partir du PT-MCMC, avec la masse de l’étoile hôte comme paramètre, effectué sur l’astrométrie relative du compagnon obtenue avec SPHERE, sur les vitesses radiales de l’étoile hôte et sur l’astrométrie absolue d’Hipparcos et Gaia.

3 Étude du système β Pictoris

Le système β Pictoris est l'un des systèmes les plus étudiés dans le domaine exoplanétaire. J'ai apporté mon expertise nouvellement acquise dans l'utilisation des données d'Hipparcos et Gaia lors de la caractérisation du second compagnon.

3.1 Description du système

β Pictoris est une étoile de type A6V jeune (25 ± 3 Ma, Messina et al. (2016)) massive ($1.62 M_{\odot}$, Messina et al. (2016)) et proche (19.7538 ± 0.1302 pc).

Le système est connu pour abriter un disque de débris (Smith & Terrile 1984) et un disque de gaz (Hobbs et al. 1985) qui sont vus par la tranche (*cf* Figure 4.30). Une déformation dans le disque de débris a été mise en évidence vers ~ 50 au avec le télescope spatial Hubble (HST) et son origine fut attribuée à la présence d'une planète située entre 1 et 20 au (Mouillet et al. 1997).

Par la suite, la chute d'exo-comètes sur l'étoile a été mise en évidence à partir des spectres de cette dernière. (Lagrange-Henri et al. 1988; Beust et al. 1989; Kiefer et al. 2014). Il fut progressivement mis en évidence que ces exo-comètes provenaient du disque de débris et qu'elles étaient délogées de ce dernier par une planète massive (Beust & Morbidelli 1996).

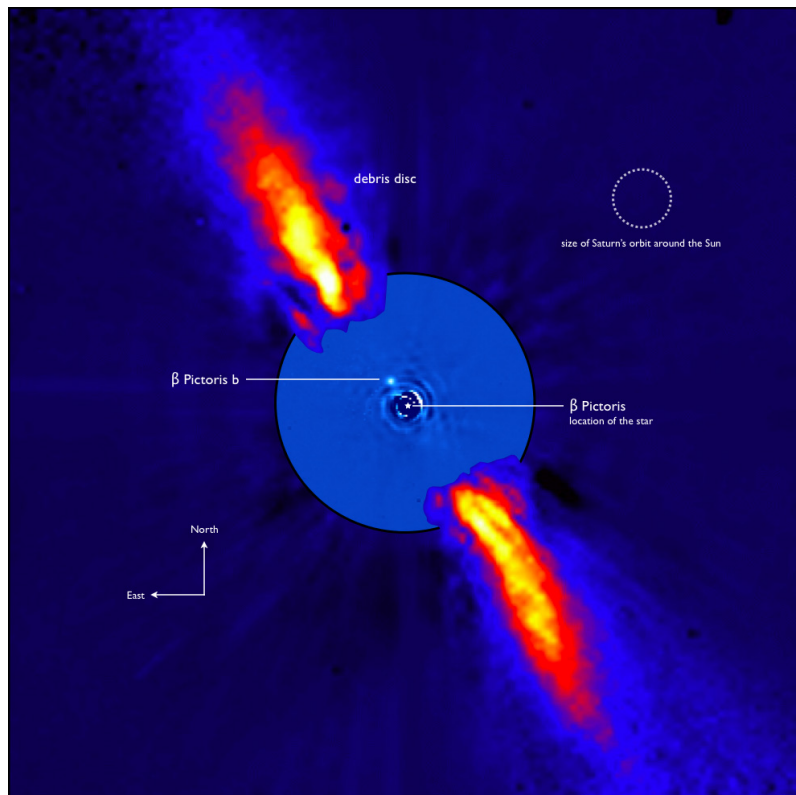


FIGURE 4.30 – Image composite du système β Pictoris, composée de l'image SPHERE de β Pictoris b (centre) et de l'image ADONIS du disque (extérieur). (Crédit : ESO/A.-M. Lagrange et al.)

Une planète massive fut justement découverte à ~ 9 au par Lagrange et al. (2009b) en imagerie directe avec l'instrument NaCo. Il s'agit de l'un des premiers compagnons de masse planétaire imagés autour d'une étoile^f, avec les compagnons du système HR 8799 (Marois et al. 2008). Son orbite est vue par la tranche et est dans le plan du disque. Ce système est un laboratoire naturel unique pour l'étude des systèmes planétaires peu après leur formation, ainsi que de l'interaction entre les planètes et les restes de leur disque de formation.

Plus de la moitié de l'orbite de β Pic b a été échantillonnée par les instruments NaCo, SPHERE, GPI et GRAVITY et l'estimation des paramètres de ce compagnon a été mainte fois affinée au fur et à mesure des observations. La planète orbite à 9 – 10 au (21-22 a), son orbite est quasi-circulaire ($e \sim 0.1$) et elle vue par la tranche ($i = 88 - 89^\circ$, $\Omega = -148 \pm n * 180^\circ$) (Lagrange et al. 2009b, 2019; Nielsen et al. 2019c; Vandal et al. 2020; Lagrange et al. 2020; Nowak et al. 2020). La masse de cette planète a d'abord été estimée à $8 M_{\text{Jup}}$ (Lagrange et al. 2009b) et la dernière estimation de celle-ci à partir de modèles d'évolution est de $10_{-2}^{+3} M_{\text{Jup}}$, pour un départ chaud.

Il est possible que β Pic b soit à l'origine de la chute des exocomètes sur son étoile (Beust & Morbidelli 2000), mais les contraintes actuelles sur l'orbite et la masse de β Pic b ne permettent pas de confirmer ceci avec certitude. La question sera tranchée lorsque son orbite sera entièrement couverte en imagerie directe, d'ici quelques années. Par contre, il a été confirmé que cette planète est à l'origine de déformation interne du disque (Augereau et al. 2001; Nesvold & Kuchner 2015), comme l'avaient prédit Mouillet et al. (1997).

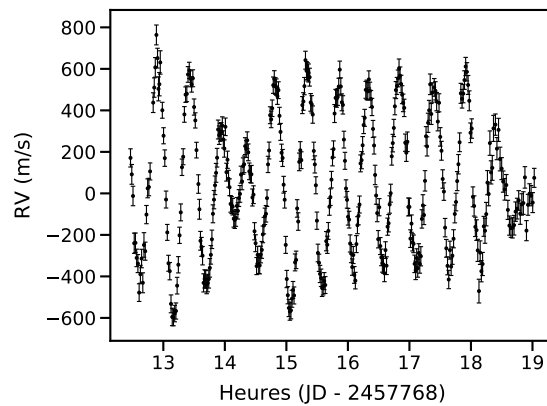


FIGURE 4.31 – Séquences de pulsations en vitesses radiales de β Pic obtenue avec HARPS

Afin d'étudier le système β Pic, l'étoile a été observée avec l'instrument HARPS depuis sa mise en service en 2003. Plus de 6000 spectres ont été obtenus. L'étoile présente des pulsations de type δ Scuti, avec des périodes de l'ordre de 20 – 40 minutes (Koen 2003), mais il a aussi été mis en évidence que l'étoile présente des pulsations de type γ Dor, avec quelques jours de période (Lagrange et al. 2019). Ces variations ont une amplitude de l'ordre du kms^{-1} , ce qui rend la recherche de

^f. La première image directe d'une planète géante autour d'une naine brune date quant à elle de quelques années auparavant (Chauvin et al. 2004)

compagnons peu massifs et la caractérisation de β Pic b difficile. Une des séquences de pulsations de β Pic est présentée sur la Figure 4.31. Ces vitesses radiales ont permis de poser une limite haute sur la masse réelle de ce compagnon, entre 10 et $25 M_{\text{Jup}}$ en fonction de sa période (Lagrange et al. 2012).

Par la suite, l'utilisation des données d'Hipparcos et Gaia combinées aux mesures d'imagerie directe et de vitesses radiales ont permis de confirmer la masse estimée à partir de modèle de ce compagnon (Snellen & Brown (2018); Dupuy et al. (2019); Nielsen et al. (2019c), les limites du papier de Dupuy et al. (2019) sont discutées en Section 2.2.4 du Chapitre 3 et celles de l'article de Nielsen et al. (2019c) sont discutées en Section 2.2.4 du Chapitre 3 et en Section 3.4 de ce chapitre.

3.2 Découverte du compagnon interne

Une étude approfondie des vitesses radiales menée par Lagrange et al. (2019) a permis de mettre en évidence un second compagnon planétaire ayant une plus petite séparation que β Pic b. Lagrange et al. (2019) ont d'abord dû s'affranchir des pulsations. Pour cela, ils se sont focalisés sur les longues séquences de pulsations obtenues avec HARPS après 2008. Ils ont appliqué plusieurs méthodes qui permettaient, soit de moyenniser les séquences de pulsations, soit d'ajuster une somme de sinusoides de périodes différentes et d'une ou plusieurs constantes sur les pulsations (dans ce second cas, ce sont ces constantes qui ont été étudiées par la suite). Toutes les méthodes permettent de conclure à la présence d'un second compagnon ayant une période de 1220 jours (2.7 au), une excentricité entre 0.2 et 0.3 et un $M_c \sin i$ de $9 M_{\text{Jup}}$.

J'ai effectué les observations de plusieurs de ces séquences de pulsations ayant permis la découverte de ce compagnon avec HARPS entre octobre 2017 et mars 2018.

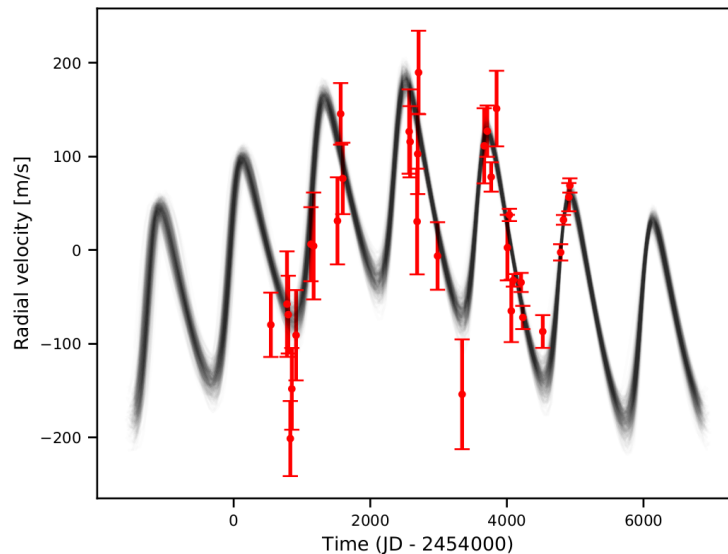


FIGURE 4.32 – Constantes (*rouge*), issues d'une suite d'ajustements de la somme d'une sinusoides et d'une constante sur les vitesses radiales de β Pic, comparées à l'impact des deux compagnons en vitesses radiales (*noir*). Figure issue du papier Lagrange et al. 2020 (Reproduit en Annexe B3).

3.3 Mon apport à l'étude de ce système par l'utilisation des données d'Hipparcos et Gaia

Nous avons ensuite voulu utiliser les données d'Hipparcos et Gaia, afin d'obtenir de meilleures contraintes sur β Pic c et b. En premier lieu, nous avons voulu tester si les solutions de β Pic b et c, obtenues à partir des vitesses radiales et l'astrométrie relative de β Pic b (*cf* Lagrange et al. (2019)), étaient compatibles avec les données d'Hipparcos et Gaia. Il s'agit d'une étude préliminaire que j'ai effectuée avant d'élaborer mon MCMC permettant l'étude conjointe des deux compagnons.

Pour effectuer ce test, il faut calculer les $|\mu_{et}^{\alpha^*,\delta}|$ de chaque compagnon et comparer leur somme aux $\Delta\mu_H^{\alpha^*,\delta}$ et $\Delta\mu_G^{\alpha^*,\delta}$ mesurés. La vitesse propre de β Pic mesurée par Gaia n'est malheureusement pas exploitable, car l'étoile est très brillante ($M_v = 3.86$ mag). Par conséquent, je n'ai étudié que le couple $\Delta\mu_H^{\alpha^*,\delta}$.

J'ai travaillé sur des jeux de paramètres de β Pic b et β Pic c qui ont été générés de la façon suivante :

En premier lieu un MCMC a été effectué par H. Beust sur l'astrométrie relative seule de β Pic b. Les 219 meilleures solutions en terme de χ^2 ont été ensuite sélectionnées. Ces solutions comportaient les 6 paramètres orbitaux de β Pic b.

Ces solutions ont été transmises à A.-M. Lagrange et P. Rubini, qui ont ensuite généré aléatoirement 219 masses pour β Pic b, à partir des informations dont ils disposaient sur la planète. Puis ils ont généré de la même manière 219 jeux de paramètres pour β Pic c, comprenant tous ses paramètres orbitaux, excepté sont i_c et son Ω_c , ainsi que sa masse. Ils disposaient ainsi de 219 jeux de paramètres comportant : les masses des deux compagnons, les paramètres a , e , T_0 et ω de β c et les paramètres orbitaux de β Pic b transmis par H. Beust. Ces 219 jeux de paramètres ont ensuite servi de point de départ pour leur algorithme génétique Dpass^g, afin d'ajuster la somme de deux képlériennes (une par compagnon) et d'une constante aux vitesses radiales corrigées des pulsations de β Pic. Le demi-grand axe et l'excentricité de β Pic b ont été fixés lors de l'exécution de cet algorithme et n'ont donc pas été modifiés.

On m'a alors transmis le résultat de cet algorithme, soit 219 jeux de paramètres de β Pic b et β Pic c, issus d'un ajustement sur les vitesses radiales et qui sont peu éloignés des meilleures solutions d'un ajustement sur l'astrométrie relative de β Pic b.

Etude des vitesses propres induite par les compagnon

J'ai d'abord déterminé les vitesses propres induites par les compagnons pour chacune de ces 219 solutions.

Les solutions de Dpass qui m'ont été transmises ne comportaient pas de Ω , ni de i pour aucun des compagnons, car ces paramètres ne sont pas utiles dans le calcul de vitesses radiales. Pour chaque solution, j'ai pris la valeur du Ω_b et du i_b transmise par H. Beust, soit à leur valeur de départ pour Dpass. J'ai ensuite supposé $\Omega_c = \Omega_b$

^g. Dpass est un code basé sur un algorithme génétique dédié à l'étude des vitesses radiales d'étoiles pulsantes. Il permet d'ajuster une somme de sinusoides, auquel on peut ajouter une ou plusieurs képlériennes et des modèles linéaires, sur les vitesses radiales (Lagrange et al. 2019).

et $i_c = i_b$. Il ne s'agit pas d'une hypothèse forte, car on s'attend à ce que les orbites des deux compagnons soit coplanaires.

Je présente en exemple les vitesses propres induites par β Pic b, ainsi que l'orbite du mouvement réflexe de l'étoile hôte, pour une de ces solutions sur la Figure 4.33.

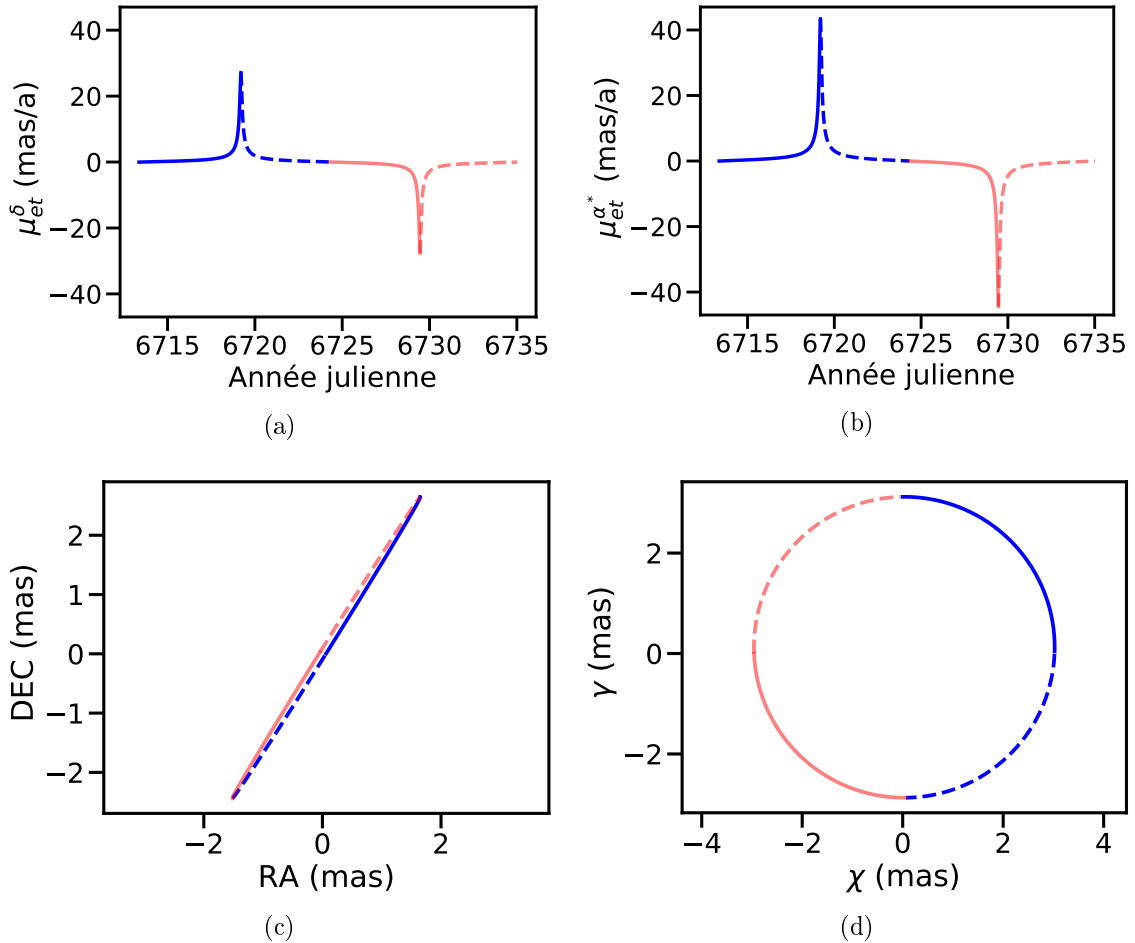


FIGURE 4.33 – Illustration des vitesses propres induites par le compagnon β Pic b sur son étoile. La période de β Pic b a été sub-divisée en 4 intervalles, afin de faciliter la description. (a) et (b) : Vitesses propres de β Pic induites par β Pic b, en déclinaison et ascension droite respectivement. (c) : Position par rapport au barycentre du système de l'étoile hôte induite par β Pic b. (d) : Même orbite vue par le pôle de celle-ci.

Ces vitesses propres sont très spécifiques, elles présentent deux pics par période en déclinaison et en ascension droite. C'est un pur effet de projection caractéristique des systèmes vus par la tranche, que la Figure 4.33 permet d'illustrer. À la quadrature de l'orbite l'étoile change de direction et sa vitesse dans le ciel est nulle, cette dernière augmente ensuite jusqu'à atteindre un pic lorsque l'étoile est en opposition (intervalle bleu, ligne pleine). La vitesse apparente de l'étoile diminue ensuite jusqu'à s'annuler de nouveau lorsqu'elle atteint la seconde quadrature de son orbite (intervalle bleu, ligne en tirets). L'autre moitié de l'orbite (en rouge) est similaire, mais avec une direction opposée.

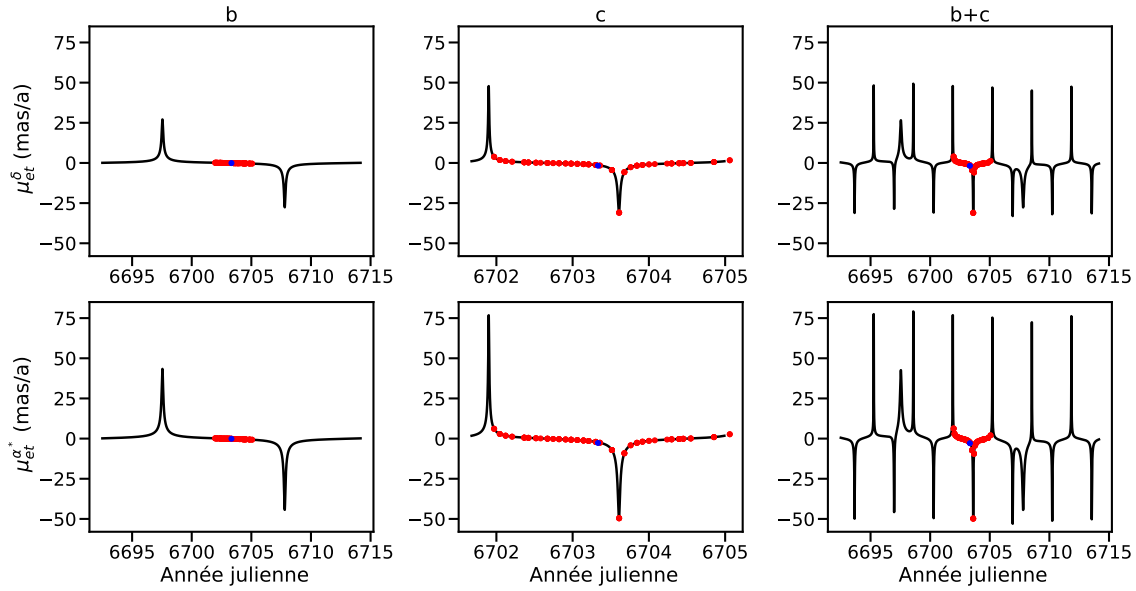


FIGURE 4.34 – Vitesse propre (en noir) induite par β Pic b au cours d’une de ses périodes (première colonne), par β Pic c au cours d’une de ses périodes (deuxième colonne) et somme des vitesses propres induites par les deux planètes au cours d’une période de β Pic b (troisième colonne), en déclinaison (DEC, première ligne) et en ascension droite (RA, deuxième ligne). Les temps de mesures d’Hipparcos sont indiqués par des points rouges et les $|\mu_{et}^{\alpha^*,\delta}|$ sont présentés par des points bleus.

La Figure 4.34 présente les vitesses propres induites par chacun des compagnons sur β Pic ainsi que leur somme, pour une des solutions. On observe que β Pic c a l’impact le plus élevé, avec une amplitude pic à pic pouvant aller jusqu’à 125 mas a^{-1} contre un maximum de 80 mas a^{-1} pour β Pic b. Il est donc important de prendre en compte β Pic c lors de l’étude des données d’Hipparcos et Gaia de β Pic.

Les paramètres des 219 solutions sont très proches, la phase de β Pic c et donc la position de ses pics varient peu. Cependant, ces derniers sont très brefs, la majorité de la variation en vitesse propre a lieu en quelques dizaines de jours. Or les mesures d’Hipparcos sont composées de plusieurs groupes de mesures espacées de 70 jours typiquement, ce qui ne permet pas d’échantillonner correctement ces pics. La moyenne des vitesses propres aux temps d’Hipparcos ne sera donc pas représentative de la moyenne de l’impact du compagnon lors de la mission Hipparcos. Mon approche qui consiste à faire cette moyenne atteint donc sa limite pour ce système, car elle devient chaotique : une faible variation sur les paramètres du compagnon impliquera une forte variation sur les $|\mu_{et}^{\alpha^*,\delta}|$ calculés.

J’ai alors calculé, pour chaque solution, les $|\mu_{et}^{\alpha^*,\delta}|$ correspondants pour β Pic b uniquement, β Pic c uniquement et la somme des deux. J’observe une forte variation de cette somme entre les 219 solutions testées. L’écart entre la plus grande valeur et la plus faible valeur de cette somme parmi les solutions est de 2 mas a^{-1} et 1.4 mas a^{-1} en déclinaison et ascension droite respectivement et son écart-type est de 0.33 mas a^{-1} en déclinaison et de 0.22 mas a^{-1} en ascension droite. C’est plus élevé que les barres d’erreurs des $\Delta\mu_H^{\alpha^*,\delta}$ mesurés, qui sont inférieures à 0.22 mas a^{-1} . L’impact chaotique de cet effet sur les $|\mu_{et}^{\alpha^*,\delta}|$ n’est donc pas négligeable dans mon

étude du système par les données d’Hipparcos et Gaia.

Test des solutions

J’ai ensuite testé si les solutions présentées ci-dessus étaient compatibles avec les données d’Hipparcos et Gaia. Pour cela, j’ai comparé les $|\mu_{et}^{\alpha^*,\delta}|_H$ des solutions aux $\Delta\mu^{\alpha^*,\delta}$ mesurés.

Si les $|\mu_{et}^{\alpha^*,\delta}|_H$ d’une solution n’étaient pas dans les barres d’erreurs des $\Delta\mu_H^{\alpha^*,\delta}$, alors j’ai considéré celle-ci comme incompatible avec les données Gaia.

En ne considérant que β Pic b, aucune solution ne valide ce test. Cela vient du fait que la contribution de β Pic b est quasi nulle pour ces solutions (*cf* Figure 4.34, première colonne). Hipparcos ayant observé le système quand β Pic b était à l’une des quadratures de son orbite. En ne considérant que la *c*, 189 solutions sur 220 passent le test. Et en considérant la somme des deux compagnons, 188 solutions sur 220 passent le test.

J’ai pu en conclure que β Pic b seule ne suffisait pas à expliquer les mesures d’Hipparcos et Gaia et que β Pic c était nécessaire pour les expliquer. Cette conclusion n’est valide que pour les solutions que l’on m’a transmises.

La limite de cette approche est qu’elle consiste à filtrer un faible nombre de solutions. Elle permet de vérifier que ces solutions, bien spécifiques, sont compatibles avec les données d’Hipparcos et Gaia, mais elle ne donne pas d’information sur les valeurs des paramètres qui sont compatibles avec ces données en général. En somme, elle ne permet pas d’avoir une vision globale de l’espace des paramètres des compagnons compatibles avec ces données.

3.4 Vers une étude complète du système

Une étude complète des deux compagnons a été effectuée par Nielsen et al. (2019c), combinant vitesses radiales, astrométrie relative de β Pic b et données d’Hipparcos et Gaia (mesures individuelles d’Hipparcos et mesure de position de Gaia). Cependant, ils n’ont pas appliqué toutes les corrections nécessaires sur les données d’Hipparcos et Gaia, leurs résultats sont donc biaisés.

Un ajustement conjoint sur les vitesses radiales de β Pic et sur l’astrométrie relative de β Pic b (incluant toutes les mesures d’astrométrie relative disponibles, dont une mesure GRAVITY) a été effectué par Vandal et al. (2020) pour contraindre les paramètres des deux planètes. L’utilisation de processus gaussiens pour corriger les vitesses radiales des pulsations a permis d’inclure plus de données et d’ainsi obtenir de meilleures contraintes sur la masse de β Pic b notamment.

J’ai transmis mon code de MCMC multi-planétaire à A.-M. Lagrange et P. Rubini et une étude complète du système a été effectuée, combinant les vitesses radiales de l’étoile et l’astrométrie relative de β Pic b obtenue avec NACO et SPHERE, ainsi que plusieurs mesures d’astrométrie relative obtenues avec GRAVITY. De plus, des limites de détection ont été générées en combinant ces données avec le code pyMESS que je leur ai transmis. Cette étude est présentée dans l’article Lagrange et al. (2020).

Enfin, le compagnon interne a été détecté avec l’instrument GRAVITY, confirmant définitivement ce dernier. Une étude complète du système a été effectuée, combinant toutes les données disponibles : vitesses radiales, astrométrie relative de

β Pic b obtenue avec NACO, SPHERE, GPI et GRAVITY, astrométrie relative de β Pic c obtenue avec GRAVITY et données d'Hipparcos et Gaia (mesures individuelles d'Hipparcos et mesure de position de Gaia). Elle a notamment permis de confirmer que les orbites des deux planètes sont coplanaires à moins d'un degré près. Cette étude est présentée dans l'article Nowak et al. (2020).

Chapitre 5

Conclusion et perspectives

Trois des principaux points qui restent à éclaircir dans l'étude des exoplanètes sont leur formation, leur migration et leur évolution dynamique. Une étape clé de cette étude est de comprendre la formation puis l'évolution des planètes géantes, car ces dernières dominent dynamiquement leur système et ont donc un rôle significatif dans l'évolution de ces derniers. Je me suis donc focalisé lors de cette thèse sur la recherche et l'étude de planètes géantes jeunes pour toutes les séparations, de l'échelle individuelle à l'échelle statistique. Pour cela, j'ai combiné trois méthodes de détection : celle des vitesses radiales, de l'imagerie directe et de l'astrométrie d'Hipparcos et Gaia.

En premier lieu, j'ai déterminé les taux d'occurrence autour des étoiles jeunes des super-Jupiters et des naines brunes à faibles séparations ($P \in [1, 1000]$ jours, $a \in [0.02, 2]$ au), dans le but de les comparer à ceux autour des étoiles plus âgées.

Pour cela j'ai effectué une large analyse statistique en vitesses radiales sur 177 étoiles jeunes de type A à M (issues des relevés HARPS YNS, SOPHIE YNS et HARPS Sco-Cen). Cette analyse m'a permis de mettre en évidence 24 binaires (19 SB1, 5 SB2), dont 13 d'entre elles n'étaient pas connues auparavant et de caractériser 7 d'entre elles. J'ai aussi mis en évidence deux compagnons à partir de dérives en vitesses radiales, dont la masse peut être sous-stellaire ($M_c < 80 M_{\text{Jup}}$). Et j'ai mis en évidence une potentielle Jupiter chaude (HD 145467 b), une naine brune de courte période (HD 149790 B) et une potentielle naine brune à longue période (HD 206893 B). De plus, j'ai montré que les super-Jupiters ($M_c \in [1 : 13] M_{\text{Jup}}$) et les naines brunes ($M_c \in [13 : 80] M_{\text{Jup}}$) à faibles séparations ($P < 1000$ jours) sont au moins aussi rares que leurs homologues plus âgées, avec un taux d'occurrence autour d'étoiles de types spectraux A à M de $0.7_{-0.2}^{+1.6}$ % et $0.6_{-0.2}^{+1.4}$ %, respectivement. Le grand nombre d'étoiles que j'ai étudié m'a permis de mettre en évidence un potentiel déficit de planètes super-Jupiters à faibles séparations autour des étoiles de type A à F, par rapport aux étoiles de même type plus âgées. Ce potentiel déficit n'est observé qu'avec un niveau de confiance de 95% et nécessite d'être confirmé. Pour cela, une analyse statistique similaire doit être effectuée sur un très grand nombre d'étoiles jeunes.

La majorité des étoiles que j'ai étudiées ont aussi été observées en imagerie directe avec l'instrument SPHERE de l'UT1 du VLT à l'observatoire de Paranal au Chili dans le cadre du relevé SHINE GTO, ce qui va permettre la recherche de planètes

géantes à toutes les séparations autour de ces étoiles.

En second lieu, j'ai étudié plusieurs systèmes en couplant vitesses radiales, imagerie directe et astrométrie absolue d'Hipparcos et Gaia, afin de contraindre les paramètres orbitaux et les masses de leurs compagnons. Pour cela, j'ai élaboré des codes python de MCMC et de PT-MCMC qui permettent de contraindre, à partir de l'utilisation simultanée de ces données, les paramètres orbitaux et la masse d'un à deux compagnons, ainsi que la masse de l'étoile hôte.

Avec ces codes, j'ai contraint les paramètres orbitaux et les masses de deux étoiles jeunes autour de naines M, ce qui a permis de tester les modèles d'évolutions utilisés en imagerie directe pour estimer la masse des compagnons. Les modèles (notamment ceux d'Allard et al. (2013) et de Baraffe et al. (2015)) sont en relatif accord avec les masses dynamiques que j'ai déterminées pour ces deux compagnons stellaires de faibles masses ($\sim 140 - 175 M_{\text{Jup}}$, respectivement) et d'âges peu élevés ($\sim 650 - 1200$ Ma).

Ensuite, mon étude détaillée du système d'HD 206893 a permis de mettre en évidence un potentiel second compagnon de type naine brune dans le système, dont la confirmation est en cours. Et mes travaux ont permis de préparer le terrain pour une étude complète du système multi-planétaire de β Pic avec mon code de PT-MCMC.

L'étude de ces différents systèmes m'a permis de montrer la force du couplage de ces données. Il permet une contrainte forte sur les paramètres du compagnon, même si les données de chaque méthode ne sondent individuellement qu'une faible fraction de la période du compagnon. J'ai aussi montré que l'exploitation des données d'Hipparcos et Gaia (positions et vitesses propres) permet d'obtenir de fortes contraintes sur les paramètres orbitaux et la masse du compagnon. Ces outils d'analyse bayésienne vont permettre l'étude d'un grand nombre de compagnons pour toutes les séparations. De plus, mon travail sur l'intégration des données d'Hipparcos et Gaia va permettre une utilisation plus aboutie des données prochainement disponibles de Gaia.

En dernier lieu, j'ai travaillé sur le code de MESS II, qui permet d'estimer des limites de détection à partir de vitesses radiales et de limites de détection en imagerie directe, afin de préparer l'ajout de l'utilisation des données d'Hipparcos et Gaia dans ce code. Cette intégration va permettre d'obtenir de meilleures limites de détection. Pour cela, j'ai rendu MESS II plus accessible en transposant ce code IDL en python. Cette nouvelle version du code a été transmise à mes collègues et l'intégration des contraintes d'Hipparcos et Gaia est en cours.

Mon travail de thèse a permis de mieux connaître la population des planètes géantes jeunes, ainsi que certains systèmes planétaires et stellaires et il va permettre de mieux connaître ces planètes par la suite. D'une part, parce que j'ai préparé le terrain pour l'exploitation des données individuelles de Gaia, ce qui va permettre de grandement améliorer les contraintes sur les systèmes planétaires étudiés. D'autre part, mon travail de thèse va permettre d'étudier un grand nombre de systèmes jeunes pour toutes les séparations, car les vitesses radiales des étoiles jeunes étudiées en imagerie directe sont maintenant réduites et parce que les outils permettant l'étude de ces systèmes sont désormais élaborés. Ainsi, l'étude à l'échelle statistique des planètes géantes jeunes pour toutes les séparations pourra bientôt être effectuée.

Bibliographie

- 1997, ESA Special Publication, Vol. 1200, The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission
- Allard, F., Homeier, D., Freytag, B., et al. 2013, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 24, 128
- Alsubai, K., Mislis, D., Tsvetanov, Z. I., et al. 2017, *AJ*, 153, 200
- Anderson, D. R., Collier Cameron, A., Hellier, C., et al. 2015, *A&A*, 575, A61
- Andrews, J. J., Chanamé, J., & Agüeros, M. A. 2017, *MNRAS*, 472, 675
- Astudillo-Defru, N., Delfosse, X., Bonfils, X., et al. 2017, *A&A*, 600, A13
- Augereau, J. C., Nelson, R. P., Lagrange, A. M., Papaloizou, J. C. B., & Mouillet, D. 2001, *A&A*, 370, 447
- Bachiller, R. & Quintanilla, J. 2008, *Science with the Atacama Large Millimeter Array :A New Era for Astrophysics*, Vol. 313/1-3 (Springer Netherlands)
- Bailey, V., Meshkat, T., Reiter, M., et al. 2014, *The Astrophysical Journal Letters*, 780, L4
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. 2003, in *IAU Symposium*, Vol. 211, *Brown Dwarfs*, ed. E. Martín, 41
- Baraffe, I., Homeier, D., Allard, F., & Chabrier, G. 2015, *A&A*, 577, A42
- Baron, F., Artigau, É., Rameau, J., et al. 2018, *The Astronomical Journal*, 156, 137
- Baron, F., Lafrenière, D., Artigau, É., et al. 2019, *The Astronomical Journal*, 158, 187
- Béjar, V. J. S., Zapatero Osorio, M. R., Pérez-Garrido, A., et al. 2009, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1094, *15th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ed. E. Stempels, 469–472
- Benisty, M., Stolker, T., Pohl, A., et al. 2017, *A&A*, 597, A42
- Beust, H., Lagrange-Henri, A. M., Vidal-Madjar, A., & Ferlet, R. 1989, *A&A*, 223, 304

- Beust, H. & Morbidelli, A. 1996, *Icarus*, 120, 358
- Beust, H. & Morbidelli, A. 2000, *Icarus*, 143, 170
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in *Proc. SPIE*, Vol. 7014, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, 701418
- Beuzit, J. L., Vigan, A., Mouillet, D., et al. 2019, *A&A*, 631, A155
- Biller, B. A., Liu, M. C., Wahhaj, Z., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 777, 160
- Boccaletti, A., Di Folco, E., Pantin, E., et al. 2020, *A&A*, 637, L5
- Bohn, A. J., Kenworthy, M. A., Ginski, C., et al. 2019, *A&A*, 624, A87
- Bohn, A. J., Kenworthy, M. A., Ginski, C., et al. 2020a, *MNRAS*, 492, 431
- Bohn, A. J., Kenworthy, M. A., Ginski, C., et al. 2020b, *ApJ*, 898, L16
- Bolmont, E., Selsis, F., Raymond, S. N., et al. 2013, *A&A*, 556, A17
- Bonavita, M., Chauvin, G., Desidera, S., et al. 2012, *A&A*, 537, A67
- Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2013, *A&A*, 549, A109
- Bonnefoy, M., Marleau, G.-D., Galicher, R., et al. 2014, *A&A*, 567, L9
- Bonnefoy, M., Milli, J., M enard, F., et al. 2017, *A&A*, 597, L7
- Borgniet, S., Boisse, I., Lagrange, A. M., et al. 2014, *A&A*, 561, A65
- Borgniet, S., Lagrange, A. M., Meunier, N., & Galland, F. 2017, *A&A*, 599, A57
- Borgniet, S., Lagrange, A.-M., Meunier, N., et al. 2019, *A&A*, 621, A87
- Borgniet, S., Meunier, N., & Lagrange, A. M. 2015, *A&A*, 581, A133
- Boss, A. P. 1997, *Science*, 276, 1836
- Bowler, B. P. 2016, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 128, 102001
- Bowler, B. P., Johnson, J. A., Marcy, G. W., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 709, 396
- Bowler, B. P., Liu, M. C., Shkolnik, E. L., & Tamura, M. 2014, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 216, 7
- Brandt, G. M., Brandt, T. D., Dupuy, T. J., Li, Y., & Michalik, D. 2020a, *arXiv e-prints*, arXiv :2011.06215
- Brandt, T. D. 2018, *ApJS*, 239, 31

- Brandt, T. D., Dupuy, T. J., & Bowler, B. P. 2019, *AJ*, 158, 140
- Brandt, T. D., Dupuy, T. J., Bowler, B. P., et al. 2020b, *AJ*, 160, 196
- Brandt, T. D., McElwain, M. W., Turner, E. L., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 794, 159
- Breger, M. & Montgomery, M. 2000, *Delta Scuti and Related Stars*, Vol. 210
- Bryan, M. L., Knutson, H. A., Howard, A. W., et al. 2016, *ApJ*, 821, 89
- Bryan, M. L., Knutson, H. A., Lee, E. J., et al. 2019, *AJ*, 157, 52
- Burrows, A., Hubeny, I., Budaj, J., & Hubbard, W. B. 2007, *The Astrophysical Journal*, 661, 502
- Burrows, A., Marley, M., Hubbard, W. B., et al. 1997, *ApJ*, 491, 856
- Calissendorff, P. & Janson, M. 2018, *A&A*, 615, A149
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000, *ApJ*, 529, L45
- Charpinet, S., Fontaine, G., Brassard, P., et al. 2011, *Nature*, 480, 496
- Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A.-M., et al. 2017a, in *SF2A-2017 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, ed. C. Reyl e, P. Di Matteo, F. Herpin, E. Lagadec, A. Lan on, Z. Meliani, & F. Royer, 331–335
- Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A.-M., et al. 2017b, *A&A*, 605, L9
- Chauvin, G., Lagrange, A. M., Dumas, C., et al. 2004, *A&A*, 425, L29
- Chauvin, G., Vigan, A., Bonnefoy, M., et al. 2015, *A&A*, 573, A127
- Chen, C. H., Jura, M., Gordon, K. D., & Blaylock, M. 2005, *ApJ*, 623, 493
- Chen, C. H., Mamajek, E. E., Bitner, M. A., et al. 2011, *ApJ*, 738, 122
- Chen, C. H., Mittal, T., Kuchner, M., et al. 2014, *ApJS*, 211, 25
- Chen, C. H., Pecaut, M., Mamajek, E. E., Su, K. Y. L., & Bitner, M. 2012, *ApJ*, 756, 133
- Clanton, C. & Gaudi, B. S. 2014, *ApJ*, 791, 90
- Clanton, C. & Gaudi, B. S. 2014, *The Astrophysical Journal*, 791, 91
- Close, L. M., Thatte, N., Nielsen, E. L., et al. 2007, *ApJ*, 665, 736
- Collier Cameron, A., Guenther, E., Smalley, B., et al. 2010, *MNRAS*, 407, 507
- Collins, K. A., Grady, C. A., Hamaguchi, K., et al. 2009, *ApJ*, 697, 557

- Cotten, T. H. & Song, I. 2016, *ApJS*, 225, 15
- Cowan, N. B., Agol, E., & Charbonneau, D. 2007, *MNRAS*, 379, 641
- Crossfield, I. J. M., Hansen, B. M. S., Harrington, J., et al. 2010, *ApJ*, 723, 1436
- Cruz-Saenz de Miera, F., Chavez, M., Bertone, E., & Vega, O. 2014, *MNRAS*, 437, 391
- Cumming, A., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2008, *PASP*, 120, 531
- David, T. J., Petigura, E. A., Luger, R., et al. 2019, *ApJ*, 885, L12
- de la Reza, R. & Pinzón, G. 2004, *The Astronomical Journal*, 128, 1812
- de Zeeuw, P. T., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., & Blaauw, A. 1999, *AJ*, 117, 354
- Deleuil, M., Bonomo, A. S., Ferraz-Mello, S., et al. 2012, *A&A*, 538, A145
- Delorme, P., Schmidt, T., Bonnefoy, M., et al. 2017, *A&A*, 608, A79
- Desidera, S., Covino, E., Messina, S., et al. 2015, *A&A*, 573, A126
- Desort, M., Lagrange, A. M., Galland, F., Udry, S., & Mayor, M. 2007, *A&A*, 473, 983
- Díez Alonso, E., Caballero, J. A., Montes, D., et al. 2019, *A&A*, 621, A126
- Dominik, C., Dullemond, C. P., Waters, L. B. F. M., & Walch, S. 2003, *A&A*, 398, 607
- Donati, J. F., Moutou, C., Malo, L., et al. 2016, *Nature*, 534, 662
- Dong, S. & Zhu, Z. 2013, *ApJ*, 778, 53
- Dotter, A., Chaboyer, B., Jevremović, D., et al. 2008, *ApJS*, 178, 89
- Duchêne, G. & Kraus, A. 2013, *ARA&A*, 51, 269
- Dupuy, T. J., Brandt, T. D., Kratter, K. M., & Bowler, B. P. 2019, *ApJ*, 871, L4
- Dupuy, T. J., Forbrich, J., Rizzuto, A., et al. 2016, *ApJ*, 827, 23
- Dupuy, T. J. & Liu, M. C. 2017, *ApJS*, 231, 15
- Durisen, R. H., Boss, A. P., Mayer, L., et al. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 607
- Durkan, S., Janson, M., & Carson, J. C. 2016, *The Astrophysical Journal*, 824, 58
- Ehrenreich, D. & Désert, J. M. 2011, *A&A*, 529, A136

- Fernandes, R. B., Mulders, G. D., Pascucci, I., Mordasini, C., & Emsenhuber, A. 2019, *ApJ*, 874, 81
- Figueira, P., Marmier, M., Bonfils, X., et al. 2010, *A&A*, 513, L8
- Fischer, D. A. & Valenti, J. 2005, *ApJ*, 622, 1102
- Flagg, L., Johns-Krull, C. M., Nofi, L., et al. 2019, *ApJ*, 878, L37
- Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *PASP*, 125, 306
- Fortney, J. J., Marley, M. S., & Barnes, J. W. 2007, *The Astrophysical Journal*, 659, 1661
- Fulton, B. J., Petigura, E. A., Howard, A. W., et al. 2017, *AJ*, 154, 109
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, *A&A*, 616, A1
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2016a, *A&A*, 595, A2
- Gaia Collaboration, Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., et al. 2016b, *A&A*, 595, A1
- Galicher, R., Marois, C., Macintosh, B., et al. 2016, *A&A*, 594, A63
- Galland, F., Lagrange, A. M., Udry, S., et al. 2005a, *A&A*, 444, L21
- Galland, F., Lagrange, A. M., Udry, S., et al. 2005b, *A&A*, 443, 337
- Gallet, F. & Bouvier, J. 2015, *A&A*, 577, A98
- Gáspár, A., Rieke, G. H., & Ballering, N. 2016a, *ApJ*, 826, 171
- Gáspár, A., Rieke, G. H., & Ballering, N. 2016b, *ApJ*, 826, 171
- Goodman, J. & Weare, J. 2010, *Communications in Applied Mathematics and Computational Science*, Vol. 5, No. 1, p. 65-80, 2010, 5, 65
- Gould, A., Dorsher, S., Gaudi, B. S., & Udalski, A. 2006, *Acta Astron.*, 56, 1
- Grandjean, A., Lagrange, A. M., Beust, H., et al. 2019, *A&A*, 627, L9
- Grandjean, A., Lagrange, A. M., Keppler, M., et al. 2020, *A&A*, 633, A44
- Gravity Collaboration, Abuter, R., Accardo, M., et al. 2017, *A&A*, 602, A94
- Grether, D. & Lineweaver, C. H. 2006, *ApJ*, 640, 1051
- Grievies, N., Ge, J., Thomas, N., et al. 2017, *MNRAS*, 467, 4264
- Guillot, T., Burrows, A., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., & Saumon, D. 1996, *ApJ*, 459, L35
- Guirado, J. C., Martí-Vidal, I., Marcaide, J. M., et al. 2006, *A&A*, 446, 733

- Haffert, S. Y., Bohn, A. J., de Boer, J., et al. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 749
- Hambly, N., Altmann, M., Arenou, F., et al. 2018, Gaia DR2 documentation Chapter 14 : Datamodel description, Gaia DR2 documentation
- Hashimoto, J., Dong, R., Kudo, T., et al. 2012, *ApJ*, 758, L19
- Hastings, W. D. 1970, *Biometrika*, 57, 97
- Heinze, A. N., Hinz, P. M., Sivanandam, S., et al. 2010, *The Astrophysical Journal*, 714, 1551
- Hinkley, S., Kraus, A. L., Ireland, M. J., et al. 2015, *ApJ*, 806, L9
- Hobbs, L. M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Albert, C. E., & Gry, C. 1985, *ApJ*, 293, L29
- Hogg, D. W., Bovy, J., & Lang, D. 2010, arXiv e-prints, arXiv :1008.4686
- Howard, A. W., Marcy, G. W., Bryson, S. T., et al. 2012, *ApJS*, 201, 15
- Howard, A. W., Marcy, G. W., Johnson, J. A., et al. 2010, *Science*, 330, 653
- Huélamo, N., Figueira, P., Bonfils, X., et al. 2008, *A&A*, 489, L9
- Ida, S., Tanaka, H., Johansen, A., Kanagawa, K. D., & Tanigawa, T. 2018, *ApJ*, 864, 77
- Ireland, M. J., Kraus, A., Martinache, F., Law, N., & Hillenbrand, L. A. 2011, *ApJ*, 726, 113
- Irwin, J., Aigrain, S., Hodgkin, S., et al. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 380, 541
- Jackman, J. A. G., Wheatley, P. J., Bayliss, D., et al. 2019, *MNRAS*, 489, 5146
- Jackson, A. P., Davis, T. A., & Wheatley, P. J. 2012, *MNRAS*, 422, 2024
- Janson, M., Bonavita, M., Klahr, H., et al. 2011, *The Astrophysical Journal*, 736, 89
- Janson, M., Lafrenière, D., Jayawardhana, R., et al. 2013, *ApJ*, 773, 170
- Johansen, A., Henning, T., & Klahr, H. 2006, *The Astrophysical Journal*, 643, 1219
- Johansen, A., Mac Low, M.-M., Lacerda, P., & Bizzarro, M. 2015, *Science Advances*, 1, 1500109
- Johns-Krull, C. M., McLane, J. N., Prato, L., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 826, 206
- Johnson, J. A., Aller, K. M., Howard, A. W., & Crepp, J. R. 2010, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 122, 905

- Jones, M. I., Brahm, R., Wittenmyer, R. A., et al. 2017, *A&A*, 602, A58
- Jones, M. I., Jenkins, J. S., Brahm, R., et al. 2016, *A&A*, 590, A38
- Kalas, P., Liu, M. C., & Matthews, B. C. 2004, *Science*, 303, 1990
- Kammerer, J., Ireland, M. J., Martinache, F., & Girard, J. H. 2019, *MNRAS*, 486, 639
- Kane, S. R. & Gelino, D. M. 2011, *The Astrophysical Journal*, 729, 74
- Kasper, M., Apai, D., Janson, M., & Brandner, W. 2007, *A&A*, 472, 321
- Kennedy, G. M. & Kenyon, S. J. 2008, *ApJ*, 673, 502
- Keppler, M., Benisty, M., Müller, A., et al. 2018, *A&A*, 617, A44
- Kervella, P., Arenou, F., Mignard, F., & Thévenin, F. 2019, *A&A*, 623, A72
- Kiefer, F., Lecavelier des Etangs, A., Boissier, J., et al. 2014, *Nature*, 514, 462
- Koen, C. 2003, *MNRAS*, 341, 1385
- Kouwenhoven, M. B. N., Brown, A. G. A., Zinnecker, H., Kaper, L., & Portegies Zwart, S. F. 2005, *A&A*, 430, 137
- Kuzlewicz, J. S., Chaplin, W. J., North, T. S. H., et al. 2019, *MNRAS*, 488, 572
- Lafreniere, D., Doyon, R., Marois, C., et al. 2007, *The Astrophysical Journal*, 670, 1367
- Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2008, *ApJ*, 689, L153
- Lafrenière, D., Jayawardhana, R., van Kerkwijk, M. H., Brandeker, A., & Janson, M. 2014, *The Astrophysical Journal*, 785, 47
- Lagrange, A. M., De Bondt, K., Meunier, N., et al. 2012, *A&A*, 542, A18
- Lagrange, A. M., Desort, M., Galland, F., Udry, S., & Mayor, M. 2009a, *A&A*, 495, 335
- Lagrange, A. M., Desort, M., & Meunier, N. 2010, *A&A*, 512, A38
- Lagrange, A. M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009b, *A&A*, 493, L21
- Lagrange, A.-M., Meunier, N., Chauvin, G., et al. 2013, *A&A*, 559, A83
- Lagrange, A. M., Meunier, N., Desort, M., & Malbet, F. 2011, *A&A*, 528, L9
- Lagrange, A. M., Meunier, N., Rubini, P., et al. 2019, *Nature Astronomy*, 421
- Lagrange, A. M., Rubini, P., Nowak, M., et al. 2020, *A&A*, 642, A18
- Lagrange-Henri, A. M., Vidal-Madjar, A., & Ferlet, R. 1988, *A&A*, 190, 275

- Lam, K. W. F., Faedi, F., Brown, D. J. A., et al. 2017, *A&A*, 599, A3
- Lammer, H., Selsis, F., Ribas, I., et al. 2003, *ApJ*, 598, L121
- Lannier, J., Delorme, P., Lagrange, A. M., et al. 2016, *A&A*, 596, A83
- Lannier, J., Lagrange, A. M., Bonavita, M., et al. 2017, *A&A*, 603, A54
- Lieman-Sifry, J., Hughes, A. M., Carpenter, J. M., et al. 2016, *ApJ*, 828, 25
- Macintosh, B. 2014, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 224, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #224*, 301.02
- Macintosh, B., Graham, J. R., Palmer, D., et al. 2007, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 211, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 30.05
- Magaudda, E., Stelzer, B., Covey, K. R., et al. 2020, *A&A*, 638, A20
- Mamajek, E. E., Lawson, W. A., & Feigelson, E. D. 1999, *ApJ*, 516, L77
- Mann, A. W., Newton, E. R., Rizzuto, A. C., et al. 2016, *AJ*, 152, 61
- Marcy, G., Butler, R. P., Fischer, D., et al. 2005, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 158, 24
- Mariñas, N., Telesco, C. M., Fisher, R. S., & Packham, C. 2011, *ApJ*, 737, 57
- Marino, S., Zurlo, A., Faramaz, V., et al. 2020, *MNRAS*
- Marley, M. S., Fortney, J. J., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. J. 2007, *ApJ*, 655, 541
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348
- Martinache, F. 2011, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 8151, *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets V*, 815111
- Mason, B. D., Wycoff, G. L., Hartkopf, W. I., Douglass, G. G., & Worley, C. E. 2001, *AJ*, 122, 3466
- Mathias, P., Le Contel, J. M., Chapellier, E., et al. 2004, *A&A*, 417, 189
- Matthews, E., Hinkley, S., Vigan, A., et al. 2017, *ApJ*, 843, L12
- Matthews, E., Hinkley, S., Vigan, A., et al. 2018, *MNRAS*, 480, 2757
- Maurin, A. S., Selsis, F., Hersant, F., & Belu, A. 2012, *A&A*, 538, A95
- Mayor, M., Marmier, M., Lovis, C., et al. 2011, *arXiv e-prints*, arXiv :1109.2497
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355

- McDonald, I., Zijlstra, A. A., & Boyer, M. L. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427, 343
- Melo, C., Santos, N. C., Gieren, W., et al. 2007, *A&A*, 467, 721
- Meshkat, T., Bailey, V., Rameau, J., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 775, L40
- Meshkat, T., Mawet, D., Bryan, M. L., et al. 2017, *The Astronomical Journal*, 154, 245
- Messina, S., Lanzafame, A. C., Feiden, G. A., et al. 2016, *A&A*, 596, A29
- Metchev, S. A. & Hillenbrand, L. A. 2009, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 181, 62
- Metchev, S. A., Hillenbrand, L. A., & Meyer, M. R. 2004, *ApJ*, 600, 435
- Metropolis, N., Rosenbluth, A. W., Rosenbluth, M. N., Teller, A. H., & Teller, E. 1953, *J. Chem. Phys.*, 21, 1087
- Metropolis, N. & Ulam, S. 1949, *Journal of the American Statistical Association*, 44, 335, PMID : 18139350
- Meunier, N., Desort, M., & Lagrange, A. M. 2010, *A&A*, 512, A39
- Meunier, N. & Lagrange, A. M. 2013, *A&A*, 551, A101
- Meunier, N. & Lagrange, A. M. 2019a, *A&A*, 628, A125
- Meunier, N. & Lagrange, A. M. 2019b, *A&A*, 625, L6
- Meunier, N. & Lagrange, A. M. 2020, *A&A*, 638, A54
- Meunier, N., Lagrange, A. M., & De Bondt, K. 2012, *A&A*, 545, A87
- Meunier, N., Lagrange, A. M., Mbemba Kabuiku, L., et al. 2017, *A&A*, 597, A52
- Milli, J., Hibon, P., Christiaens, V., et al. 2017, *A&A*, 597, L2
- Mittal, T., Chen, C. H., Jang-Condell, H., et al. 2015, *ApJ*, 798, 87
- Montet, B. T., Crepp, J. R., Johnson, J. A., Howard, A. W., & Marcy, G. W. 2014, *The Astrophysical Journal*, 781, 28
- Morales-Calderón, M., Stauffer, J. R., Stassun, K. G., et al. 2012, *ApJ*, 753, 149
- Mordasini, C. 2018, *Planetary Population Synthesis*, 143
- Mordasini, C., Alibert, Y., Klahr, H., & Henning, T. 2012, *A&A*, 547, A111
- Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A. M. 1997, *MNRAS*, 292, 896

- Moór, A., Ábrahám, P., Kóspál, A., et al. 2013, *The Astrophysical Journal Letters*, 775, L51
- Naef, D., Mayor, M., Beuzit, J. L., et al. 2005, in *ESA Special Publication*, Vol. 560, 13th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, ed. F. Favata, G. A. J. Hussain, & B. Battrick, 833
- Naud, M.-E., Artigau, É., Doyon, R., et al. 2017, *The Astronomical Journal*, 154, 129
- Nesvold, E. R. & Kuchner, M. J. 2015, *ApJ*, 815, 61
- Nielsen, E. L., De Rosa, R. J., Macintosh, B., et al. 2019a, *AJ*, 158, 13
- Nielsen, E. L., De Rosa, R. J., Macintosh, B., et al. 2019b, *AJ*, 158, 13
- Nielsen, E. L., De Rosa, R. J., Rameau, J., et al. 2017, *AJ*, 154, 218
- Nielsen, E. L., De Rosa, R. J., Wang, J. J., et al. 2019c, arXiv e-prints, arXiv :1911.11273
- Nielsen, E. L., Liu, M. C., Wahhaj, Z., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 776, 4
- Nowak, M., Lacour, S., Lagrange, A. M., et al. 2020, arXiv e-prints, arXiv :2010.04442
- Oshagh, M., Santos, N. C., Boisse, I., et al. 2013, *A&A*, 556, A19
- Owen, J. E. & Lai, D. 2018, *MNRAS*, 479, 5012
- Owen, J. E. & Wu, Y. 2017, *The Astrophysical Journal*, 847, 29
- Passegger, V. M., Reiners, A., Jeffers, S. V., et al. 2018, *A&A*, 615, A6
- Paulson, D. B., Cochran, W. D., & Hatzes, A. P. 2004, *AJ*, 127, 3579
- Paulson, D. B. & Yelda, S. 2006, *PASP*, 118, 706
- Pearce, T. D., Wyatt, M. C., & Kennedy, G. M. 2014, *MNRAS*, 437, 2686
- Pecaut, M. J. & Mamajek, E. E. 2016, *MNRAS*, 461, 794
- Pecaut, M. J., Mamajek, E. E., & Bubar, E. J. 2012, *ApJ*, 746, 154
- Perryman, M., Hartman, J., Bakos, G. Á., & Lindegren, L. 2014, *ApJ*, 797, 14
- Perryman, M. et al. 1997, *star*, 2, 2 π 1
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Poveda, A., Allen, C., Costero, R., Echevarría, J., & Hernández-Alcántara, A. 2009, *The Astrophysical Journal*, 706, 343

- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013a, *The Astrophysical Journal*, 772, L15
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013b, *The Astrophysical Journal Letters*, 772, L15
- Rebull, L. M., Stapelfeldt, K. R., Werner, M. W., et al. 2008, *The Astrophysical Journal*, 681, 1484
- Rebull, L. M., Stauffer, J. R., Bouvier, J., et al. 2016, *The Astronomical Journal*, 152, 114
- Rhee, J. H., Song, I., Zuckerman, B., & McElwain, M. 2007, *ApJ*, 660, 1556
- Riaud, P., Mawet, D., Absil, O., et al. 2006, *A&A*, 458, 317
- Rizzuto, A. C., Newton, E. R., Mann, A. W., et al. 2020, arXiv e-prints, arXiv :2005.00013
- Rodet, L., Bonnefoy, M., Durkan, S., et al. 2018, *A&A*, 618, A23
- Roy, A., Halverson, S., Mahadevan, S., et al. 2020, *AJ*, 159, 161
- Sahlmann, J., Ségransan, D., Queloz, D., et al. 2011, *A&A*, 525, A95
- Santerne, A., Moutou, C., Tsantaki, M., et al. 2016, *A&A*, 587, A64
- Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., et al. 2005, *A&A*, 437, 1127
- Santos, N. C., Mortier, A., Faria, J. P., et al. 2014, *A&A*, 566, A35
- Schlaufman, K. C. & Winn, J. N. 2013, *The Astrophysical Journal*, 772, 143
- Schweitzer, A., Passegger, V. M., Cifuentes, C., et al. 2019, *A&A*, 625, A68
- Ségransan, D., Mayor, M., Udry, S., et al. 2011, *A&A*, 535, A54
- Seidel, J. V., Lendl, M., Bourrier, V., et al. 2020, arXiv e-prints, arXiv :2009.13386
- Selsis, F., Wordsworth, R. D., & Forget, F. 2011, *A&A*, 532, A1
- Sheehan, P. D., Wu, Y.-L., Eisner, J. A., & Tobin, J. J. 2019, *ApJ*, 874, 136
- Sierchio, J. M., Rieke, G. H., Su, K. Y. L., & Gáspár, A. 2014, *The Astrophysical Journal*, 785, 33
- Simon, M., Guilloteau, S., Di Folco, E., et al. 2017, *ApJ*, 844, 158
- Smith, B. A. & Terile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
- Snellen, I. A. G. & Brown, A. G. A. 2018, *Nature Astronomy*, 2, 883
- Soto, M. G., Jenkins, J. S., & Jones, M. I. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 451, 3131

- Stassun, K. G., Mathieu, R. D., & Valenti, J. A. 2006, *Nature*, 440, 311
- Stauffer, J., Rebull, L., Bouvier, J., et al. 2016, *The Astronomical Journal*, 152, 115
- Stelzer, B., Marino, A., Micela, G., López-Santiago, J., & Liefke, C. 2013, *MNRAS*, 431, 2063
- Stone, J. M., Skemer, A. J., Hinz, P. M., et al. 2018, *AJ*, 156, 286
- van Eyken, J. C., Ciardi, D. R., von Braun, K., et al. 2012, *ApJ*, 755, 42
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
- Vandal, T., Rameau, J., & Doyon, R. 2020, arXiv e-prints, arXiv :2009.09276
- Vanden Bout, P. A. 2005, in *ESA Special Publication*, Vol. 577, *ESA Special Publication*, ed. A. Wilson, 23–26
- Vazan, A. & Helled, R. 2012, *The Astrophysical Journal*, 756, 90
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J. M., et al. 2003, *Nature*, 422, 143
- Vigan, A., Bonavita, M., Biller, B., et al. 2017, *A&A*, 603, A3
- Vigan, A., Fontanive, C., Meyer, M., et al. 2020, arXiv e-prints, arXiv :2007.06573
- Vigan, A., Patience, J., Marois, C., et al. 2012, *A&A*, 544, A9
- Vioque, M., Oudmaiher, R. D., Baines, D., Mendigutía, I., & Pérez-Martínez, R. 2018, *A&A*, 620, A128
- von Essen, C., Czesla, S., Wolter, U., et al. 2014, *A&A*, 561, A48
- Žák, J., Kabáth, P., Boffin, H. M. J., Ivanov, V. D., & Skarka, M. 2019, *AJ*, 158, 120
- Wahhaj, Z., Liu, M. C., Nielsen, E. L., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 773, 179
- Weidenschilling, S. J. 2011, *Icarus*, 214, 671
- Weiss, L. M., Marcy, G. W., Rowe, J. F., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 768, 14
- Windmark, F., Birnstiel, T., Güttler, C., et al. 2012, *A&A*, 540, A73
- Winn, J. N. 2010, arXiv e-prints, arXiv :1001.2010
- Wittenmyer, R. A., Butler, R. P., Tinney, C. G., et al. 2016, *ApJ*, 819, 28
- Wright, J. T., Marcy, G. W., Howard, A. W., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 753, 160

Youdin, A. & Johansen, A. 2007, ApJ, 662, 613

Youdin, A. N. & Goodman, J. 2005, ApJ, 620, 459

Yu, L., Donati, J.-F., Hébrard, E. M., et al. 2017, MNRAS, 467, 1342

Zuckerman, B., Rhee, J. H., Song, I., & Bessell, M. S. 2011, The Astrophysical Journal, 732, 61

Annexe A

Tests statistiques

Lors de ma thèse, j'ai été amené à comparer les résultats de différents relevés à la recherche de compagnons. Ces relevés peuvent être assimilés en un test de Bernoulli $\mathcal{B}(n, p)$, où n est le nombre d'étoiles dans l'échantillon et p le taux d'occurrence des compagnons recherchés.

J'ai adopté deux tests statistiques pour déterminer si les populations étudiées par différents relevés sont statistiquement différentes (et donc si leurs taux d'occurrence sont différents), le test de *p-value* et le test de comparaison de deux proportions. Ces tests sont évalués dans le cadre d'une hypothèse nulle, si le test est réussi, alors l'hypothèse de départ, dite hypothèse nulle, peut être rejetée. Je les ai appliqués sur l'hypothèse nulle suivante : "le taux d'occurrence des compagnons dans la boîte ($P, M_c \sin i$) sont identiques entre les deux populations". Ainsi, si les tests sont réussis et donc que l'hypothèse nulle est rejetée, on peut en déduire qu'il est peu probable que les taux d'occurrence des deux populations que l'on compare soient identiques.

1 Test de p-value

Le test de *p-value* est un test statistique qui permet d'évaluer la probabilité d'obtenir par hasard le nombre de succès observés, selon une hypothèse nulle donnée. Ici on compare deux épreuves de Bernoulli (respectivement $\mathcal{B}_1(n_1, p_1)$ et $\mathcal{B}_2(n_2, p_2)$) et l'on souhaite vérifier l'hypothèse nulle suivant : $p_1 = p_2$. Pour cela on évalue la probabilité d'obtenir les résultats de la première épreuve (k_1 succès parmi n_1 observations), sachant la probabilité $p_1 = p_2$:

$$p_{value} = \binom{n}{k} p_2^{k_1} (1 - p_2)^{n_1 - k_1}$$

avec $\binom{n}{k}$ le coefficient binomial de k parmi n .

Si la *p-value* est faible, cela signifie qu'il est peu probable que $p_1 = p_2$, car il serait peu probable d'avoir obtenu les résultats observés de la première épreuve.

On estime que l'hypothèse nulle peut être rejetée avec un niveau de confiance $1 - \alpha$, si $p_{value} < \alpha$ (on dit alors que le test est réussi).

2 Test de comparaison de deux proportions

Le test de comparaison de deux proportions est un test paramétrique qui permet de tester une différence de proportion de succès entre deux épreuves de Bernoulli (respectivement $\mathcal{B}_1(n_1, p_1)$ et $\mathcal{B}_2(n_2, p_2)$).

Ce test n'est valable que si les deux échantillons sont assez grands pour que leur probabilité de succès suive une loi Normale (en effet, la loi de Bernoulli tend vers une loi normale quand n tends vers l'infini). De nombreux critères sont utilisés pour s'assurer de cela, le plus utilisé est $n > 30$, mais il existe des critères plus stricts comme $np > 5$, $n(1-p) > 5$ et $np(1-p) > 9$ par exemple.

Si ces critères sont validés, alors la différence de proportion de succès entre les deux épreuves de Bernoulli suit une loi Normale. Pour vérifier l'hypothèse nulle $p_1 = p_2$, on vérifie que cette différence suit une loi Normale centrée. On effectue alors le test suivant :

$$\frac{|p_1 - p_2|}{\sqrt{p(1-p)\left(\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2}\right)}} > \mathcal{U}_{1-\frac{\alpha}{2}}$$

avec $p = \frac{n_1 f_1 - n_2 f_2}{n_1}$ et $\mathcal{U}_{1-\frac{\alpha}{2}}$ le quantile d'ordre $1 - \frac{\alpha}{2}$ de la loi Normale centrée réduite.

Si ce test est validé, alors on peut rejeter l'hypothèse nulle $p_1 = p_2$ avec un niveau de confiance de $1 - \alpha$.

Annexe B

Articles

Lors de ma thèse, j'ai effectué des observations avec HARPS et j'ai élaboré des codes qui ont servi dans plusieurs analyses. Je présente ici les articles qui présentent ces analyses.

1 Étude dynamique des systèmes TWA 22 et GJ 2060

Afin de tester les modèles d'évolution permettant d'estimer la masse des objets imagés, Rodet et al. (2018) ont effectué l'étude dynamique de deux systèmes binaires composés de naines M jeunes : TWA 22 et GJ 2060. Pour cela, ils ont effectué une analyse bayésienne via un MCMC combinant des mesures d'imageries directes (NaCo et SPHERE) et de vitesses radiales (FEROS et HARPS), dans le but de contraindre, entre autres, la masse dynamique totale de ces systèmes. La masse totale de ces systèmes a ensuite été estimée à partir de modèles d'évolution, afin de les comparer aux masses dynamiques précédemment mesurées.

La masse totale du système TWA 22 est correctement estimée par les modèles, mais un écart de 10 à 20% est présent entre la masse estimée et la masse mesurée du système GJ 2060. Deux hypothèses ont été évoquées pour expliquer cet écart, soit le système comporte un compagnon encore non-détecté, soit les étoiles du système comportent des taches sur leur surface qui réduisent leur luminosité.

J'ai déterminé, à partir des spectres HARPS, les vitesses radiales du système GJ 2060 qui ont été utilisées lors de cette analyse et j'ai déterminé qu'elles étaient dominées par l'activité magnétique de l'étoile hôte du système.

La première page de l'article présentant l'analyse de ces deux systèmes est reproduite ci-dessous.

Dynamical masses of M-dwarf binaries in young moving groups

I. The case of TWA 22 and GJ 2060

L. Rodet¹, M. Bonnefoy¹, S. Durkan^{2,3}, H. Beust¹, A.-M. Lagrange¹, J. E. Schlieder^{4,5}, M. Janson³, A. Grandjean¹, G. Chauvin^{1,6}, S. Messina⁷, A.-L. Maire⁵, W. Brandner⁵, J. Girard^{8,1}, P. Delorme¹, B. Biller⁹, C. Bergfors^{5,10}, S. Lacour¹¹, M. Feldt⁵, T. Henning⁵, A. Boccaletti¹¹, J.-B. Le Bouquin¹, J.-P. Berger¹, J.-L. Monin¹, S. Udry¹², S. Peretti¹², D. Segransan¹², F. Allard¹³, D. Homeier¹⁴, A. Vigan¹⁵, M. Langlois^{13,15}, J. Hagelberg¹, F. Menard¹, A. Bazzon¹⁸, J.-L. Beuzit¹, A. Delboulbé¹, S. Desidera⁷, R. Gratton⁷, J. Lannier¹, R. Ligi¹⁵, D. Maurel¹, D. Mesa⁷, M. Meyer¹⁸, A. Pavlov⁵, J. Ramos⁵, R. Rigal¹⁷, R. Roelfsema¹⁶, G. Salter¹⁵, M. Samland⁵, T. Schmidt¹¹, E. Stadler¹, and L. Weber¹²

(Affiliations can be found after the references)

Received 28 February 2018 / Accepted 13 June 2018

ABSTRACT

Context. Evolutionary models are widely used to infer the mass of stars, brown dwarfs, and giant planets. Their predictions are thought to be less reliable at young ages (<200 Myr) and in the low-mass regime (<1 M_{\odot}). GJ 2060 AB and TWA 22 AB are two rare astrometric M-dwarf binaries, respectively members of the AB Doradus (AB Dor) and Beta Pictoris (β Pic) moving groups. As their dynamical mass can be measured to within a few years, they can be used to calibrate the evolutionary tracks and set new constraints on the age of young moving groups.

Aims. We provide the first dynamical mass measurement of GJ 2060 and a refined measurement of the total mass of TWA 22. We also characterize the atmospheric properties of the individual components of GJ 2060 that can be used as inputs to the evolutionary models.

Methods. We used NaCo and SPHERE observations at VLT and archival Keck/NIRC2 data to complement the astrometric monitoring of the binaries. We combined the astrometry with new HARPS radial velocities (RVs) and FEROS RVs of GJ 2060. We used a Markov chain Monte-Carlo (MCMC) module to estimate posteriors on the orbital parameters and dynamical masses of GJ 2060 AB and TWA 22 AB from the astrometry and RVs. Complementary data obtained with the integral field spectrograph VLT/SINFONI were gathered to extract the individual near-infrared (1.1–2.5 μm) medium-resolution ($R \sim 1500\text{--}2000$) spectra of GJ 2060 A and B. We compared the spectra to those of known objects and to grids of BT-SETTL model spectra to infer the spectral type, bolometric luminosities, and temperatures of those objects.

Results. We find a total mass of $0.18 \pm 0.02 M_{\odot}$ for TWA 22, which is in good agreement with model predictions at the age of the β Pic moving group. We obtain a total mass of $1.09 \pm 0.10 M_{\odot}$ for GJ 2060. We estimate a spectral type of $M1 \pm 0.5$, $L/L_{\odot} = -1.20 \pm 0.05$ dex, and $T_{\text{eff}} = 3700 \pm 100$ K for GJ 2060 A. The B component is a $M3 \pm 0.5$ dwarf with $L/L_{\odot} = -1.63 \pm 0.05$ dex and $T_{\text{eff}} = 3400 \pm 100$ K. The dynamical mass of GJ 2060 AB is inconsistent with the most recent models predictions (BCAH15, PARSEC) for an AB Dor age in the range 50–150 Myr. It is 10%–20% (1–2 σ , depending on the assumed age) above the model's predictions, corresponding to an underestimation of 0.10–0.20 M_{\odot} . Coevality suggests a young age for the system (~ 50 Myr) according to most evolutionary models.

Conclusions. TWA 22 validates the predictions of recent evolutionary tracks at ~ 20 Myr. On the other hand, we evidence a 1–2 σ mismatch between the predicted and observed mass of GJ 2060 AB. This slight departure may indicate that one of the stars hosts a tight companion. Alternatively, this would confirm the model's tendency to underestimate the mass of young low-mass stars.

Key words. techniques: high angular resolution – binaries: visual – astrometry – stars: low-mass – stars: pre-main sequence – stars: individual: TWA 22 – stars: individual: GJ 2060

1. Introduction

Our understanding of stellar evolution has made a lot of progress since the introduction of the Hertzsprung-Russell diagram (HRD) a hundred years ago. The beginning of a star life, before it reaches the zero age main sequence, has been in particular deeply investigated through the development of evolutionary models. The latter rely on equations of state describing the stellar interior structure, and can make use of atmospheric models to define boundary conditions and predict emergent spectra. Different families of models exist (D'Antona & Mazzitelli 1997; Siess et al. 2000; Tognelli et al. 2012; Bressan et al. 2012; Feiden 2015; Baraffe et al. 2015), and their physical and chemical ingredients (e.g., nuclear rates, opacity, atmospheric parameters) have been updated in the recent years (e.g., Baraffe et al. 2015). The models can predict the age and mass of stellar and

substellar objects from the measured broad band photometry, surface gravity, radius, luminosity, and effective temperature. The mass is the fundamental parameter which allows to comprehend the object nature and formation pathways.

The models predictions remain to be calibrated in various mass and age regimes (e.g., Hillenbrand & White 2004; Mathieu et al. 2007). Uncertainties related to the object formation process (formation mechanism, early accretion history, etc.) exist in the pre-main sequence (PMS) regime (e.g., Baraffe et al. 2002; Baraffe & Chabrier 2010). Further uncertainties may be added for low-mass stars, which have strong convection, rotation and magnetic activity (Mathieu et al. 2007). About 50 low-mass (below 1 M_{\odot}) pre-main sequence stars had their mass determined thus far (e.g., Simon et al. 2000; Gennaro et al. 2012; Stassun et al. 2014; Mizuki et al., in prep.). Most of these systems have been studied through their disk kinematics, and are

2 Découverte de β Pic c

L'étoile β Pic est une étoile pulsante autour de laquelle gravite une planète géante à $\sim 9-10$ au (Lagrange et al. 2009b, 2019; Nielsen et al. 2019c; Lagrange et al. 2020; Nowak et al. 2020), ainsi qu'un disque de débris et de gaz (Smith & Terrile 1984; Hobbs et al. 1985). La chute d'exo-comètes sur β Pic a aussi été mise en évidence à partir des spectres de cette dernière (Lagrange-Henri et al. 1988; Beust et al. 1989; Kiefer et al. 2014).

L'étude des vitesses radiales de β Pic par Lagrange et al. (2019) a permis la découverte d'un second compagnon, dont l'orbite est interne à celle de β Pic b. Pour cela les vitesses radiales ont été corrigées des pulsations de l'étoile. Plusieurs méthodes ont été appliquées, certaines consistant à moyenniser les séquences de vitesses radiales, tandis que d'autres reposaient sur l'ajustement d'une somme sinusoïdes de périodes différentes sur les pulsations. Toutes mettent en évidence un signal de 1200 jours de période, qui ne peut être attribué qu'à une planète.

La masse de β Pic c est estimée à $\sim 9 M_{\text{Jup}}$, son demi-grand axe à ~ 2.7 au et son excentricité à ~ 0.24 . Une analyse dynamique du système a été effectuée et elle a montré que seule une partie de l'excentricité de β Pic c pouvait venir de son interaction avec β Pic b. Elle a aussi montré que l'interaction des deux planètes pouvait favoriser la chute d'exo-comètes sur l'étoile, car elle induit une oscillation de l'excentricité de β Pic b.

J'ai effectué les observations de certaines des séquences de pulsations qui ont permis la découverte de ce compagnon avec HARPS entre octobre 2017 et mars 2018.

L'article présentant cette découverte est reproduit ci-dessous.

Evidence for an additional planet in the β Pictoris system

A.-M. Lagrange^{1*}, Nadège Meunier¹, Pascal Rubini², Miriam Keppler^{1,3}, Franck Galland¹, Eric Chapellier⁴, Eric Michel⁵, Luis Balona⁶, Hervé Beust¹, Tristan Guillot⁴, Antoine Grandjean¹, Simon Borgniet¹, Djamel Mékarnia⁴, Paul Anthony Wilson^{7,8,9}, Flavien Kiefer⁷, Mickael Bonnefoy¹, Jorge Lillo-Box¹⁰, Blake Pantoja^{10,11}, Matias Jones¹⁰, Daniela Paz Iglesias^{12,13}, Laetitia Rodet¹, Matias Diaz¹¹, Abner Zapata¹⁴, Lyu Abe⁴ and François-Xavier Schmider⁴

With its imaged debris disk of dust, its evaporating exocomets, and an imaged giant planet, the young (~23 Myr) β Pictoris system is a unique proxy for detailed studies of planet formation processes as well as planet-disk interactions. Here, we study ten years of European Southern Observatory/High Accuracy Radial Velocity Planet Searcher (HARPS) high-resolution spectroscopic data of β Pictoris. After removing the radial velocity (RV) signals arising from the δ Scuti pulsations of the star, a ~1,200-d periodic signal remains, which, within our current knowledge, we can only attribute to a second planet in the system. The β Pic c mass is about nine times the mass of Jupiter; it orbits at ~2.7 AU on an eccentric ($e \sim 0.24$) orbit. More RV data are needed to obtain more precise estimates of the properties of β Pic c. The current modelling of the planet's properties and the dynamic of the whole system has to be reinvestigated in light of this detection.

After 25 years, our view of planetary system architectures has profoundly evolved thanks to the detection of a large variety of exoplanets. In particular, giant planets that orbit between a few stellar radii (detected by means of indirect techniques such as RV variations or transit) and several hundred AU (detected by direct imaging) from their stars have been found. This diversity suggests different ways in which giant planets or low-mass brown dwarfs may form; it also suggests that, after formation, dynamical evolution (disk migration, third-body interaction) plays an important role in determining the final architecture of the planetary systems¹.

Young systems aged between ~5 and 50 Myr offer a particularly interesting opportunity to study the early stages of planet formation and evolution, when giant planets are formed and most of the protoplanetary gas has been removed from the disk. The ~23 Myr β Pictoris system is an emblematic prototype of such systems. Its resolved debris disk of dust² is attributed to collisions among planetesimals orbiting between ~50 and 100 AU (refs. ^{3,4}). Evaporating exocomets⁵ were detected, and a giant planet^{6,7}, β Pic b, has been imaged orbiting at about 9 AU from the star. Gravitational interaction between β Pic b and the planetesimals, together with stellar radiation pressure, can explain most of the disk morphological properties, especially the prominent inner warp^{3,8,9}, and the dust outward extension. β Pic b could be responsible for triggering the infall and evaporation of the exocomets onto the star (the so-called falling evaporating body—FEB—scenario¹⁰).

Thermal data^{11–13} revealed gaps and knots that suggest additional planets at separations larger than 20 AU. The apparent void of

material within about 50 AU of the star suggests that planets might be present in this region¹⁴. In addition, Atacama Large Millimeter Array (ALMA) observations revealed side asymmetries that could be due to the presence of other planets in the system⁴. Finally, the slightly inclined orbit of β Pic b could be due to gravitational perturbation by another, as yet unseen, planet.

Recently, HARPS high-precision spectroscopic data were combined with the Very Large Telescope Nasmyth adaptive optics and Conica system (NaCo) high-spatial-resolution imaging data to search for additional giant planets on a wide range of separations from 0.01 to 100+ AU from the star¹⁵, bridging for the first time the gap between RV and direct imaging detection limits in the planetary/brown dwarf domain. It was found that companions with masses $4 M_J$ or more orbiting closer than 1 AU or further away than 10 AU are not present in the system. The 2–6 AU region is somewhat less constrained, with limits in the $10 M_J$ to brown dwarf mass range. Adding more recent extreme-AO Spectro-Polarimetric High-Contrast Exoplanet Research (SPHERE) data improves the detection limit and allows exclusion of companion planets more massive than about $15 M_J$, and with separations of 2–6 AU.

The data

We analysed 6,645 HARPS high-resolution ($R = 120,000$), high-signal-to-noise (SN, mean SN of 273 at 550 nm) spectra of β Pictoris obtained between 2003 and 2018. Observations before 2008 consist of exposures of a few minutes designed to study the variability of Ca II absorption lines attributed to the exocomets mentioned

¹Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, Université Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, Grenoble, France. ²Pixily, La Tronche, France. ³Max Planck Institute for Astronomy, Heidelberg, Germany. ⁴Université Côte d'Azur, OCA, Lagrange CNRS, Nice, France. ⁵LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris, Meudon, France. ⁶South African Astronomical Observatory, Cape Town, South Africa. ⁷CNRS, UMR7095, Institut d'Astrophysique de Paris, Paris, France. ⁸Department of Physics, University of Warwick, Coventry, UK. ⁹Leiden Observatory, Leiden University, Leiden, the Netherlands. ¹⁰European Southern Observatory, Vitacura, Santiago, Chile. ¹¹Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Las Condes, Santiago, Chile. ¹²Instituto de Física y Astronomía, Facultad de Ciencias, Universidad de Valparaíso, Valparaíso, Chile. ¹³Núcleo Milenio de Formación Planetaria—NPF, Universidad de Valparaíso, Valparaíso, Chile. ¹⁴Center of Astro-Engineering, Department of Electrical Engineering, Pontificia Universidad Católica de Chile, Santiago, Chile. *e-mail: anne-marie.lagrange@univ-grenoble-alpes.fr

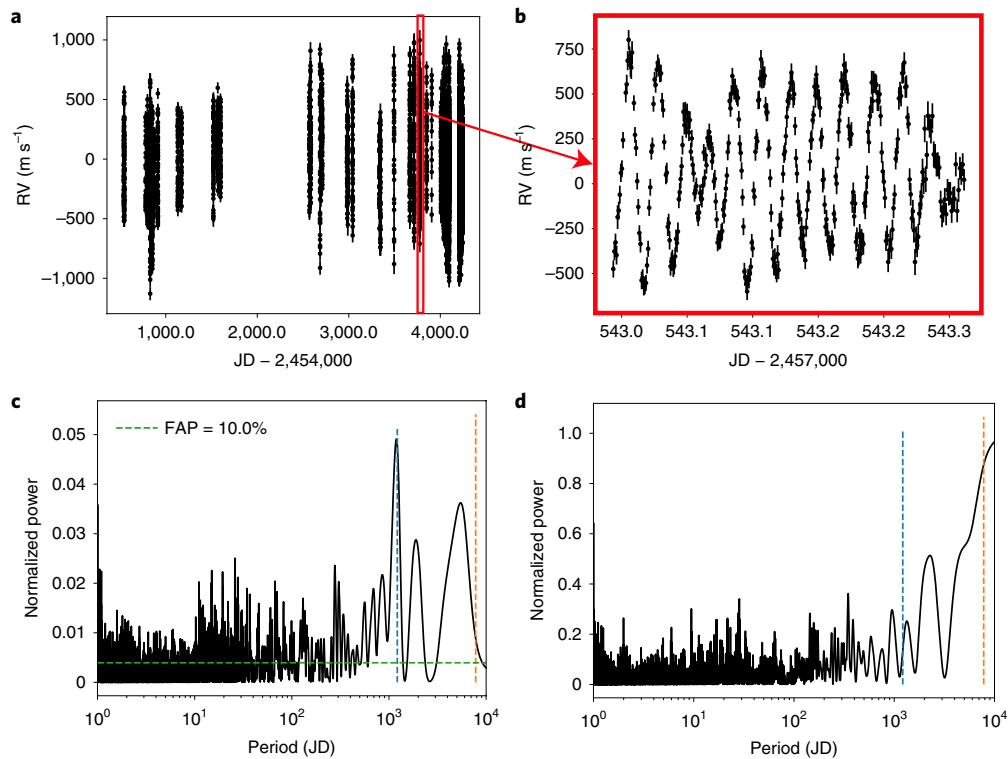


Fig. 1 | RV variations of β Pictoris and generalized Lomb-Scargle periodograms. **a**, RV between 2008 and 2018, computed as described in Methods. The measured RV and the associated uncertainties are listed in Supplementary Table 1. The uncertainties vary depending on the SN with an average of 59 m s^{-1} and a root mean square (r.m.s.) of 12 m s^{-1} . **b**, A sequence of 6 h of observations of β Pictoris obtained in January 2017. The complex, high-frequency RV variations are due to stellar pulsations. **c**, Generalized Lomb-Scargle periodogram of the RV between 2008 and 2018. Note that, because of the pulsations and of the complex window function, peaks above the FAP do not necessarily indicate the presence of a real periodic signal at the peak position (see text). The orbital period of β Pic b, 7,802 d, is indicated as an orange vertical line, and that of β Pic c by a blue one. **d**, Generalized Lomb-Scargle periodogram of the temporal window, showing the absence of a peak due to the observation window around 1,200 d.

above. After the discovery of β Pic b, the monitoring of the star was intensified to constrain the mass of the planet through RV measurements^{16,17}. However, high-frequency stellar pulsations with amplitudes up to $1,200 \text{ m s}^{-1}$ dominate the RV variations and represent a major source of noise. Pulsation modes at 47.44, 38.06 and $47.28 \text{ cycles d}^{-1}$ have been reported¹⁸ using photometric data. These pulsations were also seen in the line profile analysis of about 700 spectra obtained over two weeks¹⁹. They indicate that the star is a member of the δ Scuti group. Recently, high-quality data acquired from the Concordia research station in Antarctica during a long-term monitoring of β Pictoris between April and October 2017 allowed the identification of 31 sinusoidal pulsations²⁰. To mitigate the impact of the stellar pulsations on the RV analysis, we adopted after 2008 a specific observing strategy that consisted in monitoring the stellar variations on uninterrupted sequences of 1–2 h and correcting for them. Furthermore, a few longer (~6 h) sequences were obtained in 2017–2018. After appropriate data selection (Methods), the RVs measured after 2008 are plotted in Fig. 1a with an example of the pulsation pattern in Fig. 1b. We note that the uncertainties associated with the RV are higher than in the case of main-sequence solar-type stars, because β Pictoris is an early-type star (A5V), with fewer spectral lines, and a much higher rotational velocity (120 km s^{-1}) than main-sequence solar-type stars, which have rotational velocities in the range $3\text{--}5 \text{ km s}^{-1}$.

The periodogram of the RV data (Fig. 1c) reveals a complex set of peaks, most of them well above the 10% false alarm probability (FAP) level. Most of these peaks are due not to noise but to a combination of pulsation modes and of the complex temporal distribution

of our data. The highest peak of the periodogram is at $\sim 1,200$ d. It is not associated with β Pic b's orbital period ($\sim 7,800$ d). We show in Fig. 1d the periodogram for the temporal window replacing our RV data by a linear function of the Julian date (JD). Peaks are present over the entire range of periods, but not at 1,200 d. This shows that, while a large fraction of the peaks in Fig. 1c are due to the uneven temporal distribution of the observations, this is not the case of the 1,200-d peak.

To further study the signal associated with this $\sim 1,200$ -d peak, the data must be corrected first for the complex, high-frequency pulsation patterns. To do so, different methods described in Methods were used. The first, straightforward approach was to average the RV obtained from continuous sequences of data obtained over 1–2 h or more. To perform such analysis, only the well sampled and sufficiently long data sequences obtained after 2008 were retained. More sophisticated approaches consisted in fitting each of the longest sets of data, once grouped in bins of less than 8 d, with sine series describing the RV variations due to the pulsations plus an offset, either in an iterative way or simultaneously. The time series of the residuals obtained after subtracting the sine functions and the time series of the offsets can then be analysed.

Altogether, the sine fits confirm the presence of multiple pulsations with frequencies in the range $35\text{--}65 \text{ cycles d}^{-1}$ as detected in photometry, but also, possibly, weaker pulsations in the $3\text{--}4 \text{ cycles d}^{-1}$ range, characteristic of γ Doradus pulsations (see Methods for more details).

The residual RVs obtained after subtracting the pulsation-induced RV variations are shown in Fig. 2. Their periodogram again

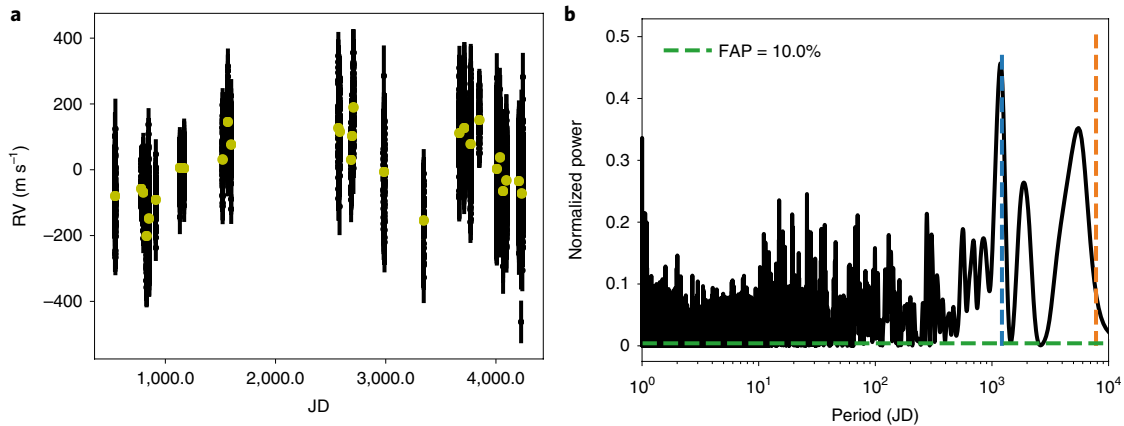


Fig. 2 | Pulsation-corrected RV data with corresponding generalized Lomb–Scargle periodogram. a, Pulsation-corrected RV data. **b**, Corresponding generalized Lomb–Scargle periodogram. An FAP probability of 10% is indicated. The orange dashed vertical line indicates the period of β Pic b, and the blue one the period of β Pic c.

shows a prominent peak at $\sim 1,200$ d. The offsets also exhibit long-term variations with a total amplitude of about 200 m s^{-1} (Fig. 2), and their periodogram again shows the same peak.

Possible origins of the residual RV signal

We first ruled out systematic observing errors due to temporal variations in air mass, proximity of the Moon or variations in the SN level because they show no correlation with the corrected RV residuals.

Instrumental systematic effects can also be ruled out because the observed amplitude of over 300 m s^{-1} would have been detected on other stars observed with the same set-up. Amplitudes as low as $1\text{--}10 \text{ m s}^{-1}$ have been obtained for the RV variation of low-mass planets around solar-type stars. Instrumental effects that would only affect rapid rotators would have been detected in our previous surveys of A–F stars.

An artefact due to the temporal sampling was searched for. The probability of a fortuitous origin of the 1,200-d period was estimated to be less than 10^{-3} (Methods).

Stellar pulsations with periods 1–100 d, which are not well sampled with the present data, cannot explain the $\sim 1,200$ -d peak. We checked that such pulsations would not create a high peak at 1,200 d. Periods of the order of 1,200 d of stellar origin have not been reported for stars similar to β Pictoris (and would be extremely difficult to measure). We note that radial pulsations that would produce RV variations with amplitudes of more than 100 m s^{-1} and a period of 1,200 d can definitely be excluded, as they would indicate a radius variation of several hundred stellar radii, which is not possible.

The possibility of an artefact due to an incomplete removal of the stellar pulsations was investigated in depth (Methods). Within the current knowledge of hybrid δ Scuti and γ Doradus stars, a stellar origin is not possible.

No correlation between the offsets and the presence of exocomet absorptions is found. Examples of such events are given in Supplementary Fig. 3, together with the computed offsets at the same epochs.

We therefore conclude that, under our current knowledge, these long-term RV variations must be caused by an additional companion.

An additional planet

Hereafter, we assume that the RV residuals are due to the combination of β Pic b and of the additional companion. The pulsation-subtracted RV data series, as well as the offset series, were fitted with

two Keplerian functions, accounting respectively for β Pic b and for the additional companion, plus an offset (hereafter referred to as the global offset) to account for the fact that the RVs are computed relative to a reference spectrum (Methods). An evolutionary algorithm similar to the one used to fit the pulsations was used. A mass of $1.75 M_{\odot}$ was assumed for the star²¹.

β Pic b's known orbital properties and associated uncertainties have to be taken into account. The astrometric orbit of β Pic b was fitted independently using our MCMC software applied to high-contrast images²². This resulted in a collection of 500,000 orbits that represents the posterior distribution of β Pic b's orbital elements. We selected a subset of 219 orbits from this sample with the following criteria: semi-major axis $a = 9.0 \pm 0.4 \text{ AU}$ (1σ in the main peak), $e < 0.055$ and $\chi^2 < 19.2$. These criteria ensure that the best possible solutions have been selected. For each of these solutions, we fitted the RV data. The free parameters for each fit were the β Pic b mass, the additional companion mass and orbital parameters, and a global offset. The mass of β Pic b was allowed to vary between 5 and $15 M_{\text{J}}$, a range that largely encompasses all published estimated masses, derived primarily from model-dependent brightness–mass relations. For the additional companion, an inclination of 90° was assumed, which is reasonable as the system is seen nearly edge on and β Pic b is only very slightly inclined ($< 1^\circ$) with respect to the star equatorial plane. We then obtained 219 orbital solutions for the companion, as well as 219 masses for both β Pic b and the companion. An example of the two-planet fit of the pulsation-corrected RV data is shown in Fig. 3. This example corresponds to one of the very best solutions found among the 219 nominal ones; this solution is referred to as no. 108.

The distributions of the orbital parameters of the additional companion, of its mass and of the mass of β Pic b are presented in Fig. 4. The additional companion's semi-major axis is about 2.7 AU, corresponding to a $\sim 1,220$ -d period. Its eccentricity is slightly greater than 0.2, and its mass, $8.9 M_{\text{J}}$, falls well in the planet range. It will be referred to as β Pic c in the following. The mass of β Pic b is found to be about $9.9 M_{\text{J}}$. Given that our total baseline is still shorter than the β Pic b period (see Fig. 3), this mass is only indicative. We note that it is compatible with recent estimates based on measured Hipparcos and GAIA astrometric measurements^{23,24}. We also note that the presence of β Pic c will itself require a re-examination of these astrometric constraints on the mass of β Pic b. Finally, we checked that a slightly different mass of β Pic b would not substantially change the mass of β Pic c. A similar conclusion is reached in the case of a slightly different (a few %) mass for the star.

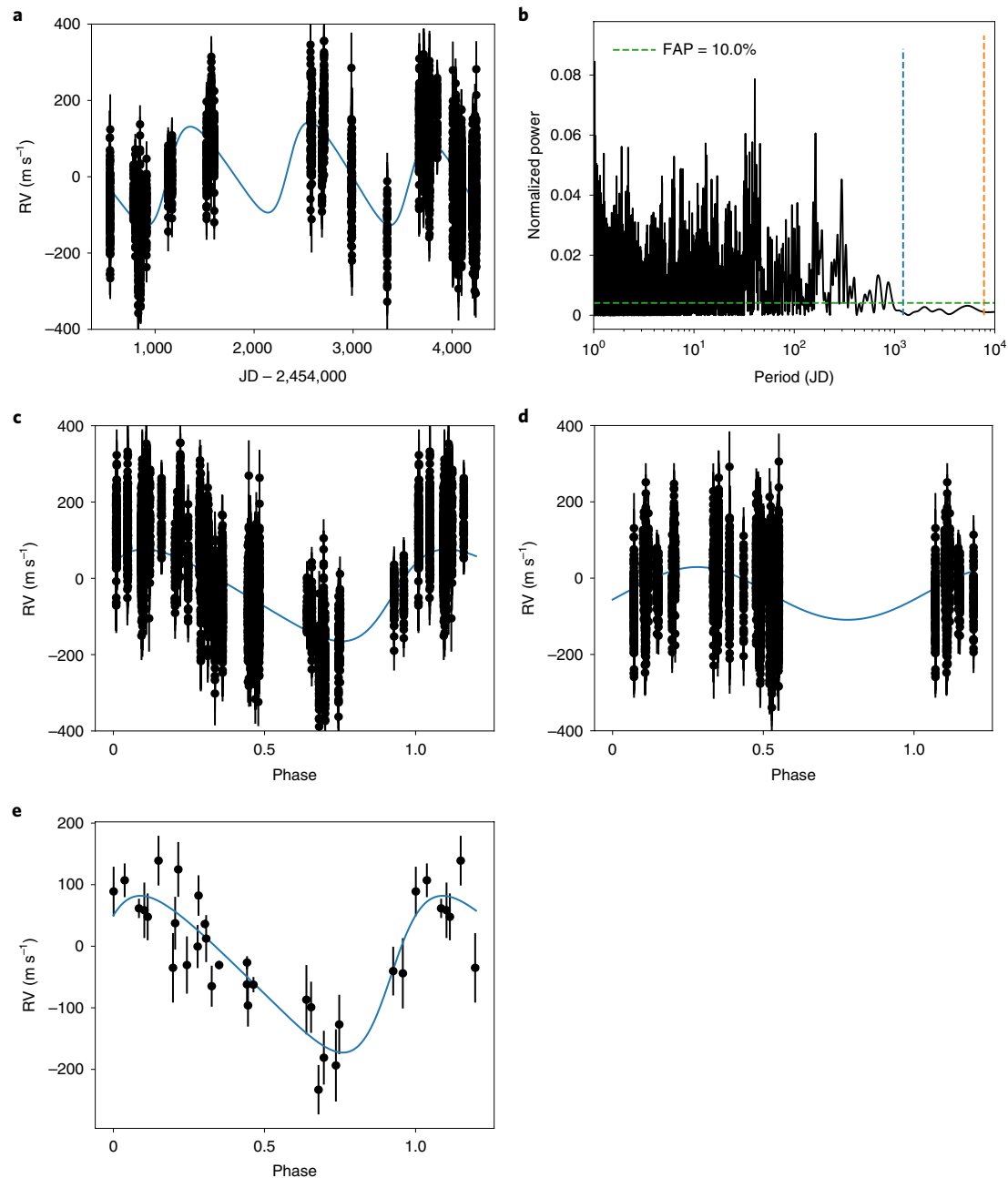


Fig. 3 | Keplerian fits of the pulsation-corrected RV data. **a**, Two-Keplerian fit of the pulsation-corrected RV using as an input the best orbital solution of the fit of β Pic b astrometry (no. 108). **b**, Generalized Lomb-Scargle periodogram of the residuals after removing both planets' signals. **c**, Pulsation-corrected and β Pic b-corrected RV, phased to β Pic c period; the β Pic c orbital solution is shown as a solid blue curve. **d**, Pulsation-corrected and β Pic c-corrected RV, phased to the β Pic b period; the β Pic b orbital solution is shown as a solid blue curve. Note that, because of the limited time baseline, β Pic b phases are not fully covered. **e**, β Pic b-corrected offsets, phased at the β Pic c period. The orbital solution found for β Pic c is shown as the blue curve. Note that the mass of β Pic b was fixed to that found in the Keplerian fit shown in **a,c,d**, because there are not enough data points to allow this mass to be a free parameter.

We conclude that the current data and knowledge on the star's properties provide very strong evidence of a giant planet in the inner system, in addition to β Pic b. Additional HARPS data will be valuable to strengthen this result and improve the planet's characterization. In the following, we discuss the impact of this result.

To our knowledge, β Pictoris is today the only system around which a planet has been detected by direct imaging and a second planet found by indirect techniques. β Pictoris is the second known multiple planetary system with at least one imaged planet. The first

one is HR 8799, with four imaged planets of roughly equal masses and distances from 14 to more than $60 \text{ au}^{25,26}$. The planetary formation mechanism in HR 8799 is still unknown. Given their large orbits, HR 8799 b and c are good candidates for formation by gravitational instability in a disk. Given their small distances from their parent star, β Pic b and c are good candidates for in situ formation by core accretion. Furthermore, we note that β Pic c orbits near the lower limit of the snowline position for a $1.75 M_{\odot}$ star²⁷.

The presence of a planet such as β Pic c raises several dynamical issues for the system as a whole.

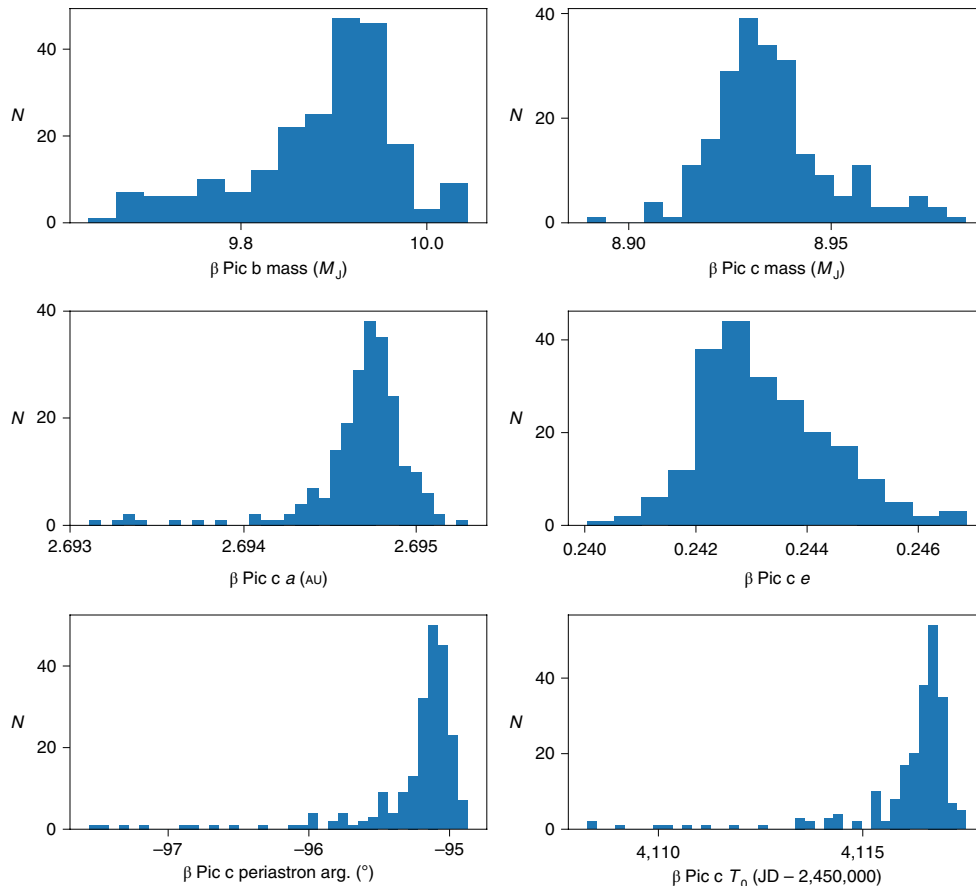


Fig. 4 | Properties of the additional planet. Histograms of the semi-major axis, eccentricity, periastron argument and periastron time of β Pic c and the masses of the two planets.

- The first is whether the two planets are dynamically stable. A quick analysis shows that the system is indeed stable over a time of the order of its age (Methods).
- A second issue concerns the relationship between β Pic c and the FEBs claimed to be responsible for strong, transient absorptions in the lines of ionized elements, monitored in the β Pic spectrum since the 1980s (ref. ² and references therein). Even though no direct correlation is found between the exocomet absorptions (see Supplementary Fig. 3 for examples of such absorptions) and the RV variations, a possible link cannot be excluded (Methods).
- Finally, it was proposed that β Pic b could be responsible for the debris disk inner warp if it is in a slightly inclined orbit⁴. Later, it was shown that the planet orbit was indeed inclined²⁸. The presence of β Pic c does not substantially change the conclusions, owing to its smaller distance from the star than β Pic b.

Future observations

The expected astrometric wobble produced by β Pic c is about $700 \mu\text{as}$, substantially smaller than the astrometric excess noise, 2.12 mas , reported in the current GAIA data release, but it will be easily detected when all data become available (~ 2022). An aggressive monitoring of the β Pictoris RV variations will allow further constraint of the planet orbital properties within the next two or three years.

A direct detection in imaging of β Pic c would allow a unique calibration of the brightness–mass relations for young stars. Such a calibration is required to accurately estimate the masses of directly

imaged planets. It would also allow for a test of the planet formation mechanisms and, in particular, the way the material is accreted onto the planet embryo. Indeed, hot-start models of $9\text{--}10 M_J$ planets predict an H magnitude (at 21 Myr) more than 100 times higher than cold-start models²⁹. The expected contrast between star and planet in H is about 10 mag, assuming a hot-start model. The maximum projected separation depends on the detailed planet orbital properties but is in the range $0.1''\text{--}0.15''$. Achieving such a contrast may then be possible with SPHERE when the planet is at its maximum elongation. Note that, given the present uncertainties on the orbital parameters, it is not possible to provide a precise date for this event. A contrast 100 times larger, on the other hand, would not be achievable with current instruments. Hence, a positive detection would favour a hot-start model and would provide a confirmation of the brightness prediction. A negative detection would be less conclusive, as it would mean that either the hot-start model predictions are overestimated or that the planet formed under a cold-start model.

Finally, because its semi-major axis is substantially smaller than that of β Pic b, β Pic c may transit its star. A transit of β Pic c would allow its atmosphere to be explored, while a transit of its Hill sphere would allow for the search for moons or circumplanetary rings. Co-orbital bodies trapped in the Lagrangian regions of β Pic c might also be searched for, as they are common outcomes of planet formation hydrodynamical simulations.

Methods

Data and RV measurements. A total of 6,035 high-resolution spectra of β Pictoris were obtained between October 2003 and April 2018. We removed the data taken with air mass larger than 2.0 to avoid any potential shift due to a poor centring

of the star on the fibre. We also removed the few data with the lowest SN and highest SN (to avoid possible saturation effects), to keep the SN at 550 nm in the range 120–500. As explained in the main text, we started in March 2008 to record continuous, typically 1.5–2 h, sequences of spectra; only these spectra were selected for the present analysis.

To compute the RV and associated uncertainties, we used the SAFIR code³⁰, which was developed to measure accurate RVs of rapidly rotating stars such as β Pictoris, and associated uncertainties, which include the photon noise and the instrumental uncertainties. Basically, the code consists in correlating in the Fourier space, each spectrum of the star and a reference spectrum that is built by averaging all the available spectra of the star. The RVs are computed by SAFIR relative to this reference spectrum.

To correct for possible global chromatic effects (for example due to atmospheric absorption, seeing, atmospheric refraction residuals), we implemented in SAFIR the possibility to normalize each spectrum (before computing the RV), to obtain the same evolution of the average flux at the centre of order as a function of the order, based on the reference spectrum. This normalization does not change the measured RV within the uncertainties. Second, as variations of the local continuum within the orders directly impact the RV, particularly in the case of highly rotating stars such as β Pictoris (although moderated by filtering low spatial frequencies), and as there may be variations to the level of a few per cent (for example due to blazes plus calibration lamp residuals³¹), we also normalized the continuum of each spectrum locally (within each order) to that of the reference spectrum before computing the RV. This local normalization allows correction of the continuum from potential variations occurring within the orders. We thus obtained two RV time series (with and without this local normalization). The two corresponding time series appear to be comparable within uncertainties except on JD = 2,456,773. As this indicates a substantial and uncontrolled change in the blaze, we did not take these specific data into account in the rest of the study. The RVs obtained after averaging the two time series are shown in Fig. 1 and listed in the Supplementary Table 1 dataset.

Note that a major instrumental change was made in HARPS in 2015, which included the installation of a new set of fibres and scrambling capabilities. To our knowledge, the impact of this change was estimated only in the case of low-rotation stars³². To check the impact of this change, we first computed the RVs of the data obtained before and after this change separately (using thus two references), and then the RV using all the data (using here one reference only). No change was detected within the uncertainties. This means that the impact is smaller than 10–20 m s⁻¹.

Correction from stellar pulsations. The measured RVs were used to compute the generalized Lomb–Scargle periodogram and identify a peak at 1180 ± 130 d, as described in the main text.

As a second step, we corrected the RV from the high-frequency pulsation pattern. To do so, we used long enough (1.5–2 h or more) continuous sequences, presenting at least three or four well sampled extrema, to estimate as accurately as possible the pulsation pattern. Sequences not complying with this criterion were then removed. In rare cases, the sequences were (slightly) shorter but repeated during the same night or over consecutive nights or nights separated by less than eight nights; these sequences were retained. Finally, data separated by less than 8 d were gathered in groups. A total of 28 groups (with 5,108 data points) were selected according to the aforementioned criteria. The corresponding RVs are shown in Fig. 2 in a single figure and detailed in Supplementary Fig. 1.

To correct for the stellar pulsations, we used three different approaches and several methods within these. The first approach (Method 1) consists in averaging the data considered for each group. A second approach (Methods 2 to 4) consists in fitting the pulsations by sine functions and an offset in an iterative way. Finally, our third approach (Method 5) consists in fitting the data simultaneously by sine functions plus an offset. The various methods are described below.

- Method 1. An average of the RVs was computed for each group of data. This method is accurate only when several pulsations are monitored and are properly (regularly enough) sampled. This is not the case at JD = 2,454,780, 2,457,344 and 2,457,849, and to a lesser extent 2,455,170, 2,456,579 and 2,456,583 (Supplementary Fig. 1).
- Method 2. Each data group was independently fitted with a sine function (three free parameters), plus a zero-point offset. The zero-point offset is justified by the fact that long-term (>1,000 d) variations are present, and that the RVs are relative to the RV of a reference spectrum. 1,000 fits were made with frequency estimates between 0.014 and 0.034 d⁻¹ and the best fit was retained. The corresponding sine function was then subtracted. We repeated this fitting process nine times. Hence, each group was fitted by 10 sine functions plus an offset, which corresponds to a total of 31 free parameters. In most cases, the offset and the r.m.s. of the residuals converged rapidly, after few (typically three) iterations. In a few cases, the offset had not fully stabilized at the 10th iteration, but the residuals were much lower than the uncertainties (computed below). The five data groups corresponding to the longest sequences and a large number of data points were fitted with 30 sine functions instead of 10, assuming that the length of the sequence allows us to characterize more pulsations, to be possibly compared with the 31 pulsations derived from the

photometric analysis of Mekarnia and colleagues³⁰ and Dupuy and colleagues³⁴. The convergence was reached within typically 15 iterations. The fits of the pulsations are shown in Supplementary Fig. 1 for each group, and the offset values and associated uncertainties (see below) are listed in Supplementary Table 2. The number of nights in each data group, the number of points and the r.m.s. of the RV residuals after subtraction of the fitted pulsations and offset are also given in this table. To compute the uncertainties associated with the offsets, we proceeded as follows: for each group, we generated a synthetic RV time series using the 30 pulsation frequencies found in the fit of the January 2017 data (755 points) with the time sampling associated with this group. We assumed that this provides a realistic representation of the pulsations observed at both high frequency (in the δ Scuti domain) and low frequency (1–10 d⁻¹). For each point of the data group, we added Gaussian random noise to the synthetic RV time series, with a r.m.s. equal to the RV uncertainties for this point. We then fitted each synthetic RV time series using the same step-by-step procedure as described above. The expected offsets for each of these fits should be zero. This process was repeated 1,000 times, after shifting the temporal sequence to probe different positions in the time series (nodes, noise realizations and so on). The r.m.s. of the 1,000 values of the offsets provides an uncertainty associated with the time sampling and therefore with the RV of the corresponding data group. The median (respectively r.m.s.) of the resulting uncertainties is 31 (respectively 11) m s⁻¹. We then added, for each group, an uncertainty equal to half the difference between the offsets measured with the SAFIR usual method and the additional local normalization described above.

- Method 3a. We fitted a long sequence obtained in January 2017 (seven nights, 755 points, including a long continuous 6.5 h sequence) as in Method 2. We then applied the same iterative method as in Method 2 to each of the 27 other data groups, while keeping the periods equal to those found in the fitting of the January 2017 data. We assumed then here that the frequencies of the pulsations do not vary over our time basis (between 2008 and 2018). The phases were free because our precision on the periods is not enough to fix them, and the amplitudes were also free, to account for possible temporal variations.
- Method 3b. The same as 3a but using the periods obtained in the fit of the October 2017 data (508 points).
- Method 3c. The same as 3a but using the periods obtained in the fit of the Spring 2017 data (782 points).
- Method 4. The same as 3a but using the first 13 periods given by the photometric analysis of Mekarnia and colleagues³⁴.
- Method 5. Each data group was fitted simultaneously with 10 sine functions plus an offset. To do so, an evolutionary algorithm was used. To estimate the uncertainties associated with the offsets, 100 time series were generated where each RV data point was replaced by a random value drawn according to a Gaussian law centred on the original RV with a σ equal to the uncertainty of the measurement, $N(\text{RV}, \text{uncertainty})$. These time series were fitted, and a new series was created with, for each date, the average of the resulting offsets, and with the r.m.s. of the offsets as uncertainties.

Supplementary Fig. 2 shows the offsets obtained with these different methods, and Supplementary Table 2 lists the offsets obtained with Method 2 and their associated uncertainties. As expected, the differences are larger when comparing Method 1 and Methods 2–5 when the sequences are short and/or not well sampled (see above). The r.m.s. of the differences between the offsets obtained with Methods 1 and 2 is 20 m s⁻¹ when considering all epochs and is reduced to 10.6 m s⁻¹ if we do not consider the poorly sampled datasets obtained at JD = 2,450,000 = 4,780, 7,344 and 7,849. It is further reduced to 8.2 m s⁻¹ when we do not consider in addition JD = 2,450,000 = 5,170, 6,569 and 6,583. The offsets obtained with Methods 2–5 are in excellent agreement, with averaged differences between Methods 2 and 3a (respectively 2 and 3b, 2 and 3c, 2 and 4, 2 and 5) of less than 2 m s⁻¹ and r.m.s. of 6.5 (respectively 8.1, 8.5, 8.8 and 8.2) m s⁻¹.

Noticeably, most of the high-amplitude pulsations found in Method 2 are in agreement with the analysis of the photometric data³⁴. In the long sequences, at least seven or eight frequencies found in the RV fit are also found from analysis of photometric data by Mekarnia and colleagues³⁴. The fact that Methods 2 and 4 give very similar results indicates that the fit of the lowest-amplitude pulsations does not impact the offsets or the long-term variations of the residuals.

The fits of the longest groups moreover reveal additional, low-frequency (2–6 cycles d⁻¹) pulsation(s) with an amplitude of about 40 m s⁻¹, that is 6 to 11 times lower than the main pulsation peak. Main sequence A–F stars showing pulsations with periods in the range 0.25–3 d are classified as γ Doradus pulsators and the pulsations are attributed to high-order g modes. We conclude that β Pictoris might belong to the small group of ‘hybrid’ δ Scuti/ γ Doradus stars, mostly detected using long and continuous monitoring by Corot and Kepler³³. Finally, some low-amplitude variations on timescales of 10–30 d could be present as well, as seen in the longest sequences, but the available data do not allow us to characterize them. However, we checked that such pulsations do not create high peaks at longer periods, even considering beats between several pulsations.

Could the RV residuals be spurious? The 1,000 simulated time series described in Correction from stellar pulsations to estimate the uncertainties were used to check whether the pulsations can produce long-term RV variations similar to those

observed. We computed the periodogram for each time series, and the maximum power in the 1,100–1,300-d range. The maximum power (at the 1% level) is slightly below the FAP and far below the peak amplitude of the 1,200-d peak observed in the periodogram of the raw RV time series or that of the pulsation-corrected RV ones. Also, the periodogram of the RV time series with offsets subtracted does not show a peak above the FAP. Hence, the pulsations do not lead to a substantial peak at 1,200 d.

Dynamical impact of an additional planet. *Stability of the two-planet system.* The ratio of the β Pic b and β Pic c semi-major axes is about 3.5, so the system is presumably stable. Supplementary Fig. 4 shows an example of secular evolution of the semi-major axis and eccentricity of the two planets over 1 Myr, as computed with the symplectic code HJS³⁴. The real computation was extended to 50 Myr and does not reveal any change with respect to the 1 Myr case. We note that the semi-major axes are extremely stable, while the eccentricities exhibit moderate regular fluctuations. This is characteristic for regular dynamics and allows us to conclude that the system is stable. Interestingly, we note that β Pic b's eccentricity oscillates secularly between ~ 0 and 0.15. This shows that β Pic c is able to excite β Pic b's eccentricity. Conversely, the eccentricity of β Pic c never reaches zero. This means that at least part of the planet's eccentricity cannot be explained by the sole perturbing action of β Pic b and must be primordial.

Impact on the FEB scenario. Dynamical studies, based on the large number of observed FEB events, have shown that the presumed star-grazing asteroids or comets probably originate from internal mean-motion resonances (4:1 or 3:1) with a Jovian planet orbiting β Pictoris at ~ 10 AU with moderate eccentric orbit ($e \sim 0.1$)^{35,36}. β Pic b was then identified as the planet responsible for the FEB phenomenon, even though its mass ($\sim 9 M_J$) is larger than that estimated originally ($\sim 2 M_J$). To explain the velocity distribution of the observed blueshifted and redshifted absorptions, an additional, less massive, possibly terrestrial-mass planet orbiting more or less at the current location of β Pic c³⁵ was proposed. The secular evolution of the semi-major axis and eccentricity of the two planets over a period of 1 Myr, computed with the symplectic code HJS³⁴, yields variations of a and e of β Pic b of about 0.015 AU and 0.1 respectively, and less than 5×10^{-3} AU and less than 0.15 for β Pic c. Note that the two separate families of FEBs were confirmed recently⁷ on the basis of a larger set of data. In this scenario, the masses of the planets are much smaller than the masses of the observed planets. Thus, new simulations are needed to see whether the FEBs can be generated under these new conditions. In fact, the presence of β Pic c might actually enhance the FEB generation process. As seen above, β Pic c is able to secularly excite β Pic b's eccentricity to larger values than previously considered, leading to more efficient resonances and enhancement of the FEB generation process. Indeed, with a larger eccentricity, other mean-motion resonances such as 5:2 may become additional sources of FEBs that were not considered before. β Pic c itself is able, to a moderate extent, to excite the eccentricities of FEB progenitors locked in mean-motion resonances with β Pic b and contributing to the FEBs. Of course, the number of progenitors that will actually become FEBs despite encounters with β Pic c is a key issue. The high mass of β Pic b might create wider resonance ranges than previously. Also, with a higher mass, the resonant eccentricity increase that drives the progenitor to the FEB state is faster. Various aspects of this scenario will be the purpose of future work.

Data availability

The HARPS spectra are available in the ESO archive, and the measured RV data are given in Supplementary Table 1.

Code availability

The codes used for this paper are available from the corresponding author upon reasonable request.

Received: 22 October 2018; Accepted: 4 July 2019;
Published online: 19 August 2019

References

- Baruteau, C., Bai, X., Mordasini, C. & Mollière, P. Formation, orbital and internal evolutions of young planetary systems. *Space Sci. Rev.* **205**, 77–124 (2016).
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. A circumstellar disk around β Pictoris. *Science* **226**, 1421–1424 (1984).
- Augereau, J. C., Nelson, R. P., Lagrange, A.-M., Papaloizou, J. C. B. & Mouillet, D. Dynamical modeling of large-scale asymmetries in the β Pictoris dust disk. *Astron. Astrophys.* **370**, 447–455 (2001).
- Dent, W. et al. Molecular gas clumps from the destruction of icy bodies in the β Pictoris debris disk. *Science* **383**, 1490–1492 (2014).
- Kiefer, F. et al. Two families of exocomets in the β Pictoris system. *Nature* **514**, 462–464 (2014).
- Lagrange, A.-M. A probable giant planet imaged in the β Pictoris disk. VLT/NaCo deep L'-band imaging. *Astron. Astrophys.* **493**, L21–L25 (2009).

- Lagrange, A.-M. et al. A giant planet imaged in the disk of the young star β Pictoris. *Science* **328**, 57–59 (2010).
- Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B. & Lagrange, A.-M. A planet on an inclined orbit as an explanation of the warp in the β Pictoris disc. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **292**, 896–904 (1997).
- Nesvold, E., Kuchner, M. J. & SMACK, A. Model of colliding planetesimals in the β Pictoris debris disk. *Astrophys. J.* **798**, 83–100 (2015).
- Beust, H. & Morbidelli, A. Falling evaporating bodies as a clue to outline the structure of the β Pictoris young planetary system. *Icarus* **143**, 170–188 (2000).
- Telesco, C. M. et al. Mid-infrared images of β Pictoris and the possible role of planetesimal collisions in the central disk. *Nature* **433**, 133–136 (2005).
- Okamoto, Y. K. et al. An early extrasolar planetary system revealed by planetesimal belts in β Pictoris. *Nature* **431**, 660–662 (2004).
- Wahhaj, Z. et al. The inner rings of β Pictoris. *Astrophys. J.* **584**, L27–L32 (2003).
- Lagage, P. O. & Pantin, E. Dust depletion in the inner disk of β Pictoris as a possible indicator of planets. *Nature* **369**, 628–630 (1994).
- Lagrange, A.-M. et al. Full exploration of the giant planet population around β Pictoris. *Astron. Astrophys.* **612**, 108–112 (2018).
- Lagrange, A.-M. et al. Constraints on planets around β Pic with Harps radial velocity data. *Astron. Astrophys.* **542**, A18–A23 (2012).
- Bonnefoy, M. et al. Physical and orbital properties of β Pictoris b. *Astron. Astrophys.* **567**, L9–L14 (2014).
- Koen, C. δ Scuti pulsations in β Pictoris. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **341**, 1385–1387 (2003).
- Koen, C. et al. Pulsations in β Pictoris. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **344**, 1250–1256 (2003).
- Mekarnia, D. et al. The δ Scuti pulsations of β Pictoris as observed by ASTEP from Antarctica. *Astron. Astrophys.* **608**, L6–L10 (2017).
- Crifo, F., Vidal-Madjar, A., Lallemand, R., Ferlet, R. & Gerbaldi, M. β Pictoris revisited by Hipparcos. Star properties. *Astron. Astrophys.* **320**, L29–L32 (1997).
- Lagrange, A.-M. et al. β Pictoris b post conjunction detection with VLT/SPHERE. *Astron. Astrophys.* **621**, L8–L14 (2019).
- Snellen, I. A. G. & Brown, A. G. A. The mass of the young planet β Pictoris b through the astrometric motion of its host star. *Nat. Astron.* **2**, 883–886 (2018).
- Dupuy, T., Brandt, T. D., Kratter, K. M. & Bowler, B. P. A model-independent mass and moderate eccentricity for β Pic b. *Astrophys. J.* **871**, L4–L9 (2019).
- Marois, C. et al. Direct imaging of multiple planets orbiting the star HR 8799. *Science* **322**, 1348–1352 (2008).
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B. & Barman, T. Images of a fourth planet orbiting HR 8799. *Nature* **468**, 1080–1083 (2010).
- Kennedy, G. M. & Kenyon, S. J. Planet formation around stars of various masses: the snow line and the frequency of giant planets. *Astrophys. J.* **673**, 502–512 (2008).
- Lagrange, A.-M. et al. The position of β Pictoris b position relative to the debris disk. *Astron. Astrophys.* **546**, 38–51 (2012).
- Fortney, J. J., Marley, M. S., Saumon, D. & Lodders, K. Synthetic spectra and colors of young giant planet atmospheres: effects of initial conditions and atmospheric metallicity. *Astrophys. J.* **683**, 1104–1116 (2008).
- Galland, F. et al. Extrasolar planets and brown dwarfs around A–F type stars. I. Performances of radial velocity measurements, first analyses of variations. *Astron. Astrophys.* **443**, 337–345 (2005).
- Anglada-Escudé, G. & Butler, P. R. The HARPS-TERRA Project. I. Description of the algorithms, performance, and new measurements on a few remarkable stars observed by HARPS. *Astrophys. J. Suppl.* **200**, 15–34 (2012).
- Locurto, G. et al. HARPS gets new fibres after 12 years of operation. *Messenger* **162**, 9–15 (2015).
- Bradley, P. A. et al. Analysis of γ Doradus and δ Scuti stars observed by Kepler. *Astron. J.* **149**, 68–81 (2015).
- Beust, H. Symplectic integration of hierarchical stellar systems. *Astron. Astrophys.* **400**, 1129–1144 (2003).
- Beust, H. & Morbidelli, A. Mean-motion resonances as a source for infalling comets toward β Pictoris. *Icarus* **120**, 358–370 (1996).
- Thebault, P. & Beust, H. Falling evaporating bodies in the β Pictoris system. Resonance refilling and long term duration of the phenomenon. *Astron. Astrophys.* **376**, 621–640 (2001).

Acknowledgements

This work has been supported by grants from the Agence Nationale de la Recherche (ANR-14-CE33-0018) and the French Labex OSUG@2020 (Investissements d'avenir—ANR10 LABX56). A.Z. was supported by CONICYT grant no. 2117053. A.-M.L. thanks F. Forbes, K. Zwinck, A. Lecavelier, J. Pepper, P. Kervella and J. C. B. Papaloizou for discussions. T.G., D.M., L.A. and F.-X.S. acknowledge support from IDEX UCAJEDI (ANR-15-IDEX-01) and IPEV.

Author contributions

A.-M.L. led the monitoring of the variations, the data reduction, the analysis and interpretation of the data, and the paper writing. N.M., P.R., M.K. and F.G.

participated to the data fitting and analysis. E.C., E.M., L.B. and F.-X.S. brought their expertise in stellar variability. H.B. provided analysis of the dynamical stability of the system. T.G., D.M. and L.A. brought expertise on β Pictoris photometric variability. P.A.W. and F.K. brought expertise on β Pictoris spectroscopic variability. M.B., S.B., A.G., J.L.-B., B.P., D.P.I., L.R. and A.Z.S. participated in the observations.

Competing interests

The authors declare no competing interests.

Additional information

Supplementary information is available for this paper at <https://doi.org/10.1038/s41550-019-0857-1>.

Reprints and permissions information is available at www.nature.com/reprints.

Correspondence and requests for materials should be addressed to A.-M.L.

Publisher's note: Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

© The Author(s), under exclusive licence to Springer Nature Limited 2019

3 Étude complète du système β Pic couplant imagerie directe, interférométrie et vitesses radiales

Une étude complète du système β Pic a été effectuée par Lagrange et al. (2020), combinant vitesses radiales (HARPS) et astrométrie relative de β Pic b issue d'imagerie directe (NaCo, SPHERE) et d'interférométrie (GRAVITY). Cette étude comprend par rapport aux études précédentes, 1900 nouvelles mesures HARPS, six nouvelles mesures SPHERE, ainsi que six nouvelles mesures GRAVITY. Les vitesses radiales ont été corrigées des pulsations de l'étoile suivant une des méthodes présentées dans Lagrange et al. (2019).

Une version améliorée de mon code de PT-MCMC basé sur mon modèle multi-planétaire (*cf* Section 2.2.4 du Chapitre 3) a été utilisée pour contraindre les paramètres orbitaux de β Pic b et c, ainsi que la masse et la distance de l'étoile hôte. Cette version améliorée du code utilise la combinaison de deux algorithmes de détermination de la probabilité d'acceptation de saut des chaînes via la classe *moves* d'*emcee* (plus précisément 80% DEMove + 20% DESnookerMove). Cela permet d'adapter la taille de sauts à la taille des posteriors au cours de l'exécution du MCMC. Le modèle utilisé est aussi une amélioration de mon modèle multi-planétaire, car il corrige les mesures d'astrométrie relative, pour chaque solution testée, du mouvement réflexe de l'étoile induit par chaque planète.

Les deux planètes ont été supposées coplanaires et un prior gaussien centré sur les valeurs de la masse de β Pic b dans la littérature a été choisi, la base de temps des vitesses radiales n'étant pas suffisante pour contraindre la masse de cette dernière.

Les demi-grand axes de β Pic b et c sont estimés à 9.8 ± 0.4 au et 2.7 ± 0.2 au respectivement, leur excentricité à 0.09 ± 0.1 et 0.27 ± 0.07 respectivement et la masse de β Pic c à $7.8 \pm 0.4 M_{\text{Jup}}$. Cette étude a aussi montré que ces solutions sont dominées par les mesures de GRAVITY et qu'elles dépendent fortement des incertitudes de mesures en vitesses radiales. De plus, il a été montré que les données d'Hipparcos et Gaia (mesures individuelles d'Hipparcos et la parallaxe, la position et les vitesses propres de Gaia) ne permettent pas de mieux contraindre les paramètres des deux compagnons.

Ensuite, des limites de détections ont été générées en combinant ces données de vitesses radiales et d'astrométrie relative avec la dernière version du code pyMESS (*cf* Section 3.4 du Chapitre 3). Une fois le signal des deux compagnons corrigé, elles permettent d'exclure tout compagnon additionnel de masse supérieure à $3.5 M_{\text{Jup}}$ entre 0.1 et 90 au.

L'article présentant cette étude est reproduit ci-dessous.

Unveiling the β Pictoris system, coupling high contrast imaging, interferometric, and radial velocity data

A. M. Lagrange^{1,2,3}, P. Rubini⁴, M. Nowak⁵, S. Lacour², A. Grandjean¹, A. Boccaletti², M. Langlois⁶, P. Delorme¹, R. Gratton⁷, J. Wang⁸, O. Flasseur¹, R. Galicher², Q. Kral², N. Meunier¹, H. Beust¹, C. Babusiaux^{1,9}, H. Le Coroller¹⁰, P. Thebault², P. Kervella², A. Zurlo^{10,11}, A.-L. Maire^{12,13}, Z. Wahhaj¹⁴, A. Amorim^{15,16}, R. Asensio-Torres¹³, M. Benisty¹, J. P. Berger¹, M. Bonnefoy¹, W. Brandner¹³, F. Cantalloube¹³, B. Charnay², G. Chauvin^{1,17}, E. Choquet¹⁰, Y. Clénet², V. Christiaens¹⁸, V. Coudé du Foresto², P. T. de Zeeuw^{19,20}, S. Desidera⁷, G. Duvert¹, A. Eckart^{21,22}, F. Eisenhauer²⁰, F. Galland¹, F. Gao²⁰, P. Garcia^{16,23}, R. Garcia Lopez^{24,13}, E. Gendron², R. Genzel²⁰, S. Gillessen²⁰, J. Girard²⁵, J. Hagelberg²⁶, X. Hauboiss¹⁴, T. Henning¹³, G. Heissel², S. Hippler¹³, M. Horrobin²¹, M. Janson^{13,27}, J. Kammerer^{28,29}, M. Kenworthy¹⁹, M. Keppler¹³, L. Kreidberg^{13,30}, V. Lapeyrère², J.-B. Le Bouquin¹, P. Léna², A. Mérand²⁸, S. Messina³¹, P. Mollière¹³, J. D. Monnier³², T. Ott²⁰, G. Otten¹⁰, T. Paumard², C. Paladini¹⁴, K. Perraut¹, G. Perrin², L. Pueyo²⁵, O. Pfuhl²⁸, L. Rodet³³, G. Rodriguez-Coira², G. Rousset², M. Samland¹³, J. Shangguan²⁰, T. Schmidt³⁴, O. Straub²⁰, C. Straubmeier²¹, T. Stolker³⁵, A. Vigan¹⁰, F. Vincent², F. Widmann²⁰, J. Woillez²⁸, and the GRAVITY Collaboration

(Affiliations can be found after the references)

Received 2 July 2020 / Accepted 21 August 2020

ABSTRACT

Context. The nearby and young β Pictoris system hosts a well resolved disk, a directly imaged massive giant planet orbiting at ≈ 9 au, as well as an inner planet orbiting at ≈ 2.7 au, which was recently detected through radial velocity (RV). As such, it offers several unique opportunities for detailed studies of planetary system formation and early evolution.

Aims. We aim to further constrain the orbital and physical properties of β Pictoris b and c using a combination of high contrast imaging, long base-line interferometry, and RV data. We also predict the closest approaches or the transit times of both planets, and we constrain the presence of additional planets in the system.

Methods. We obtained six additional epochs of SPHERE data, six additional epochs of GRAVITY data, and five additional epochs of RV data. We combined these various types of data in a single Markov-chain Monte Carlo analysis to constrain the orbital parameters and masses of the two planets simultaneously. The analysis takes into account the gravitational influence of both planets on the star and hence their relative astrometry. Secondly, we used the RV and high contrast imaging data to derive the probabilities of presence of additional planets throughout the disk, and we tested the impact of absolute astrometry.

Results. The orbital properties of both planets are constrained with a semi-major axis of 9.8 ± 0.4 au and 2.7 ± 0.02 au for b and c, respectively, and eccentricities of 0.09 ± 0.1 and 0.27 ± 0.07 , assuming the HIPPARCOS distance. We note that despite these low fitting error bars, the eccentricity of β Pictoris c might still be over-estimated. If no prior is provided on the mass of β Pictoris b, we obtain a very low value that is inconsistent with what is derived from brightness-mass models. When we set an evolutionary model motivated prior to the mass of β Pictoris b, we find a solution in the 10–11 M_{Jup} range. Conversely, β Pictoris c's mass is well constrained, at $7.8 \pm 0.4 M_{\text{Jup}}$, assuming both planets are on coplanar orbits. These values depend on the assumptions on the distance of the β Pictoris system. The absolute astrometry HIPPARCOS-Gaia data are consistent with the solutions presented here at the 2σ level, but these solutions are fully driven by the relative astrometry plus RV data. Finally, we derive unprecedented limits on the presence of additional planets in the disk. We can now exclude the presence of planets that are more massive than about $2.5 M_{\text{Jup}}$ closer than 3 au, and more massive than $3.5 M_{\text{Jup}}$ between 3 and 7.5 au. Beyond 7.5 au, we exclude the presence of planets that are more massive than $1-2 M_{\text{Jup}}$.

Conclusions. Combining relative astrometry and RVs allows one to precisely constrain the orbital parameters of both planets and to give lower limits to potential additional planets throughout the disk. The mass of β Pictoris c is also well constrained, while additional RV data with appropriate observing strategies are required to properly constrain the mass of β Pictoris b.

Key words. techniques: high angular resolution – techniques: radial velocities – planets and satellites: detection – planets and satellites: fundamental parameters

1. Introduction

The nearby (parallax = 51.44 ± 0.12 mas, van Leeuwen 2007)¹ β Pictoris system has been intensively studied since the mid 1980s, when a circumstellar debris disk of dust was first

imaged (see Smith & Terrile 1984, for the discovery image). Evaporating exocomets were discovered (Kiefer et al. 2014, and references there-in) soon afterwards. While both the disk shape

uncertainties but we know that those are underestimated and that systematics are to be taken into account (e.g., Arenou et al. 2018) which reconciles the two values.

¹ Gaia DR2 provides a parallax of 50.62 ± 0.12 mas. We note that the Gaia parallax is at 2.3σ from the HIPPARCOS one within the provided

and the infalling comets were attributed to planets in the 1990s, it took more than a decade to detect the first planet in the system (Lagrange et al. 2010). It appeared that β Pictoris b could indeed explain both the disk inner warp (Augereau et al. 2001) and the infalling comets, provided it had a nonzero eccentricity (Beust & Morbidelli 1996, 2000). Many high contrast imaging (hereafter HCI) observations have constrained its orbital properties, and, in particular, excluded highly eccentric ($e \geq 0.25$) orbits (Lagrange et al. 2019a). Using just one observation with the GRAVITY long baseline interferometer of the position of β Pictoris b relative to the star combined with previously published GPI (Macintosh et al. 2008) HCI data, GRAVITY Collaboration (2020) found an eccentricity of 0.11–0.20, while Nielsen et al. (2020), using newly re-calibrated GPI data found an eccentricity in the range of 0.09–0.16. However, the lower limits on β Pictoris b’s eccentricity remained quite elusive. Finally, using the K-Stacker algorithm, which is an approach that is fully different from the Markov-chain Monte Carlo (MCMC) based methods, Le Coroller et al. (2020) derived an eccentricity of 0.07.

β Pictoris b is the only directly imaged exoplanet with a constrained dynamical mass. Radial velocity (RV) data showed that, assuming a zero eccentricity, the planet mass should not exceed $15 M_{\text{Jup}}$ (Lagrange et al. 2012). A first order combined analysis of HCI and RV data (Bonnetfoy et al. 2014) led to a similar result. This was also in agreement with brightness-mass relationships, which gave values between 9 and $13 M_{\text{Jup}}$ (Lagrange et al. 2010). Using HIPPARCOS and *Gaia* data, Snellen & Brown (2018) derived a mass in the range of $[10,12] M_{\text{Jup}}$. Also, based on the GPI relative astrometry and an analysis of HIPPARCOS-*Gaia* data, Kervella et al. (2019) find a mass of $13.7_{-5}^{+6} M_{\text{Jup}}$. Nielsen et al. (2020), using mainly NACO, GPI relative astrometry up to November 2018 (using a new calibration of GPI data), as well as HIPPARCOS and *Gaia* absolute astrometry, find a mass of $12.8_{-3.8}^{+5.3} M_{\text{Jup}}$. Taking into account HIPPARCOS and *Gaia* data also increases the semi major axis (sma) of β Pictoris b’s orbit to 10.2 au, while they obtain an sma of 9.3 au when they do not take the HIPPARCOS and *Gaia* data into account. Using NACO, GPI prior to 2017, as well as long base line GRAVITY interferometric data, GRAVITY Collaboration (2020) find a mass of $12.7 \pm 2.2 M_{\text{Jup}}$; the range of these values is just compatible with the modeling of the Gravity *K*-band spectrum. All of these estimates that consider only one planet need to be revised as a recent analysis of ESO/HARPS high resolution spectroscopic data obtained since the beginning of the instrument (2003–2018) has led to the discovery of a second, inner planet (Lagrange et al. 2019a), with a mass of ≈ 9 times the mass of Jupiter, orbiting at ≈ 2.7 au on a slightly eccentric ($e \approx 0.2$) orbit. Taking β Pictoris c into account, Dupuy et al. (2019) derived a mass for β Pictoris b in the range of $[10,16] M_{\text{Jup}}$, while Nielsen et al. (2020) find a mass of $8.35 M_{\text{Jup}}$, which is much lower than that found without the RV data. Nonetheless, the use of the absolute astrometric data remains tricky at this stage because of the still limited information provided by *Gaia* DR2 and the fact that this star is saturated in the observations of *Gaia*. This aspect is addressed in detail in Nowak et al. (2020).

Improving the planets orbit and mass characterization requires both very precise relative astrometry, hopefully on both planets, on a time basis as long as possible, as provided by GRAVITY (see GRAVITY Collaboration 2020, in the case of β Pictoris b), and long time series RV data. In this paper, we present new SPHERE, GRAVITY, and HARPS observations of β Pictoris. We use these new and previous data to combine, in a single MCMC analysis, HCI, RV, and GRAVITY data on β Pictoris b to further constrain both planets.

The system may also host additional planets. The presence of clumps seen at mid-IR (Telesco et al. 2005; Okamoto et al. 2004; Wahhaj et al. 2003) and asymmetries seen in sub-mm (ALMA) data (see Cataldi et al. 2018, and ref. there-in) as well as the presence of the innermost hole (Lagage & Pantin 1994) indicate that planets could be present in the disk. In Lagrange et al. (2019b), we estimated the probability of presence of additional planets from a fraction of an au up to hundreds of au, coupling HCI NACO data with RV data. Companions with masses larger than $15 M_{\text{Jup}}$ were excluded throughout the disk except between 3 and 5 au with a 90% probability. We could, moreover, exclude the presence of planets that are more massive than $3 M_{\text{Jup}}$ closer than 1 au and further than 10 au, with a 90% probability. In the 3–5 au region, we excluded companions with masses larger than 18 (resp. 30) M_{Jup} with probabilities of 60 (resp. 90)%. The present set of data, combined with the results of the properties of β Pictoris b and c, allows a significant improvement in the mass upper limits of possible additional planets.

The various data are described in Sect. 2. The orbital analysis is performed in Sect. 3 and some consequences are discussed in Sect. 4. We combined all HCI (more than 30 epochs) and all RV data to revisit the probability of detection of additional planets in Sect. 5. The conclusion and perspectives are presented in Sect. 6.

2. Observations and data

2.1. SPHERE data

Six new high contrast, IRDIS (Dohlen et al. 2008; Vigan et al. 2010) and IFS (Claudi et al. 2008; Zurlo et al. 2014) coronagraphic SPHERE (Beuzit et al. 2019) data were obtained between October 2018 and February 2020. The first three datasets were taken as part of the SPHERE SHINE GTO (Desidera et al, in prep.), and the last three as part of a classical program (PI Lagrange; 0104.C-0418(D), 0104.C-0418(E), 0104.C-0418(F)). The October 2018 data immediately followed the first observations (in Sept. 2018) of β Pictoris b after its closest approach to the star described in Lagrange et al. (2019a). All but one of the new datasets presented here were obtained in the H2 (central wavelength = $1.59 \mu\text{m}$; width = $0.055 \mu\text{m}$) and H3 (central wavelength = $1.67 \mu\text{m}$; width = $0.056 \mu\text{m}$) IRDIS narrow bands, as well as in YJ ($0.95\hat{a}1.35 \mu\text{m}$, spectral resolution $R \approx 54$) with IFS. One data set (March 2019) was taken in the K1 (central wavelength = $2.1025 \mu\text{m}$; width = $0.102 \mu\text{m}$) and K2 (central wavelength = $2.255 \mu\text{m}$; width = $0.109 \mu\text{m}$) IRDIS narrow bands, and in YH ($0.95\hat{a}1.65 \mu\text{m}$, $R \approx 33$) with IFS. All data were taken with apodized Lyot coronagraphs, including either a 185 mas focal mask ($N_{\text{ALC_YJH_S}}$) or a smaller (145 mas) mask ($N_{\text{ALC_YJ_S}}$), when the planet was closer to the star, as well as a pupil mask. Our new data were recorded in stabilized pupil mode so as to perform angular differential imaging (ADI) post-processing (Marois et al. 2006; Galicher et al. 2018), and with the waffle mode on. This mode allows one to apply voltages on the deformable mirror to generate four symmetrical spots in the form of a “cross” or a “plus” shape; these spots are used to measure the star position at the center of the pattern.

Each observing sequence followed the usual following steps: PSF–Coronagraphic observations–PSF–Sky. The PSF were used as relative photometric references and to obtain an estimate of the PSF just before and just after the observations. This PSF was used to model the planet signal during the characterization step. Sky data were recorded at the end of the coronagraphic sequence to get an estimate of the background level in the science

Table 1. Observing log.

Observing date	Setup	DIT \times NDIT \times Nexp (s)	AM	Δ par ($^\circ$)	Seeing ($''$)	τ_0 (ms)	Astrom. field	TN ($^\circ$)	Scale (mas pix $^{-1}$)
2018-10-17	IRDIFS	2 \times 30 \times 54	1.12	54.5	1.03	3.2	47tuc	-1.804 ± 0.045	12.248 ± 0.009
2018-12-14	IRDIFS	2 \times 30 \times 32	1.12	33.3	0.47	5.8	47tuc	-1.764 ± 0.021	12.248 ± 0.005
2019-03-10	IRDIFS	12 \times 19 \times 16	1.12	32.1	0.71	5.4	ngc3603	1.764 ± 0.065	12.255 ± 0.015
2019-11-02	IRDIFS	3 \times 23 \times 32	1.12	32.2	0.87	3.4	ngc3603	-1.773 ± 0.065	12.248 ± 0.005
2019-12-21	IRDIFS	4 \times 17 \times 30	1.13	30.6	0.65	7.6	47tuc	-1.771 ± 0.081	12.245 ± 0.017
2020-02-07	IRDIFS	4 \times 17 \times 32	1.12	30.7	0.60	5.1	47tuc	-1.771 ± 0.081	12.245 ± 0.017
2018-09-22	GRAVITY-MED	30 \times 10 \times 17	1.19	52	0.77	6.7			
2019-09-12	GRAVITY-MED	10 \times 32 \times 3	1.9	4.3	1.6	1.2			
2019-11-09	GRAVITY-HIGH	100 \times 8 \times 5	1.44	21.4	0.78	5.4			
2019-11-11	GRAVITY-HIGH	100 \times 8 \times 5	1.17	33.7	0.79	3.4			
2020-01-07	GRAVITY-HIGH	100 \times 8 \times 6	1.25	32.1	1.65	1.7			
2020-01-07	GRAVITY-MED	10 \times 32 \times 3	1.16	8.8	2.84	1.2			
2020-02-09	GRAVITY-MED	10 \times 32 \times 2	1.26	21	0.74	13.4			

Notes. DIT \times NDIT \times Nexp refers to the IRDIS observations. AM stands for the mean airmass, Δ par for the variation of the parallactic angle during the coronagraphic sequence, TN for true north, and Scale for Plate Scale. The seeing and coherence time are mean values along the coronagraphic sequence. Plate scales and TN were measured on noncoronagraphic data.

images. Finally, the pixel scales and true north were measured from IRDIS observations of astrometric fields (see Table 1). We note that in the March 2019 set of data, the IRDIS data were saturated very close to the mask, so only the IFS are considered hereafter for this set.

The IRDIS and IFS data were reduced as described in Chauvin et al. (2017) and Delorme et al. (2017), and using the SPECAL tool developed for SPHERE (Galicher et al. 2018). For each epoch, all individual data frames were recentered using the waffles to create a single cube, which was then analyzed to remove the stellar halo and measure the astrometry of the planet.

In the IRDIS data, the β Pictoris b positions relative to the star and associated uncertainties of the PCA images were measured in two ways: (1) fitting a model of the planet to the detected source, and (2) injecting a negative planet into the initial data cube and processing it to minimize the local flux in the ADI-processed data. These two approaches are described in Sect. 3 of Galicher et al. (2018). They both use the PSF recorded prior to and after the coronagraphic data.

In the IFS data, the positions of β Pictoris b were also measured in two ways: (1) with PCA, as described in Zurlo et al. (2016), and (2) using the PACO software (Flasseur et al. 2020). The astrometric uncertainties were estimated using the errors associated with these fits as well as star centering errors and the errors on the pixel scales and true north.

With these new data, relative astrometric values at 18 epochs are now available. Figure 1 shows the positions obtained with the various methods. The astrometric measurements derived from method 1 and method 2 for IRDIS are in good agreement. In the following, we consider the average of these two values. Table C.1 provides the measurements of β Pictoris b's position in the IRDIS data (average of methods 1 and 2) as well as the previous NACO astrometric data used in the present study. The astrometric measurements on IFS data derived from method 1 and method 2 significantly differ, and the values found with IFS method 1 are closer to those found on IRDIS than those found with IFS method 2. This certainly illustrates that the PCA and PACO methods are intrinsically different, and they do not share the same biases. In the following, we use the values of

β Pictoris b's position found with method 1 in the IFS data. They are provided in Table C.1.

2.2. GRAVITY data

Six new pieces of high accuracy astrometric data were obtained with the GRAVITY instrument (GRAVITY Collaboration 2017) in the K band. The first astrometric measurement is an updated value of the astrometry published by GRAVITY Collaboration (2020). Most of the other observations were obtained in the context of the ExoGRAVITY large program (PI: S. Lacour; 1104.C-0651), which is an interferometric survey of the dynamics and chemical composition of directly imaged exoplanets. An extra data point was taken as backup for the NGC1068 observations (PI: O. Pfuhl, 0104.B-0649). The log of the observations are presented in Table 1. Three of the observations were performed in medium resolution ($R = 500$), two in high resolution ($R = 4000$); and during one night (7 Jan 2020), the observations were taken with both modes.

The observation sequence was the same as in GRAVITY Collaboration (2019): the fringe tracker (Lacour et al. 2019) uses the central star to correct the atmospheric piston, but also to serve as a reference for the astrometry. The science fiber feeding the spectrometer points, alternatively, between the position of the star and the position of the planet. While the star can be seen on the acquisition camera, the position of the planet was obtained from dedicated software based on GPI data, which is available to the community², or by our estimations when using SPHERE data as input for the orbit estimation.

The reduction starts by using the official GRAVITY pipeline (Lapeyriere 2014) to reduce the images to uncalibrated visibilities. The complex visibilities are then all phased with respect to the fringe tracker phase. From this point on, we used our tools to fit the phase and the spectra of the coherent flux³. The interferometric baselines, which are the equivalent of the imaging plate-scale (Woillez & Lacour 2013), use the Earth orientation

² www.wheretheplanet.com

³ These are freely available upon request.

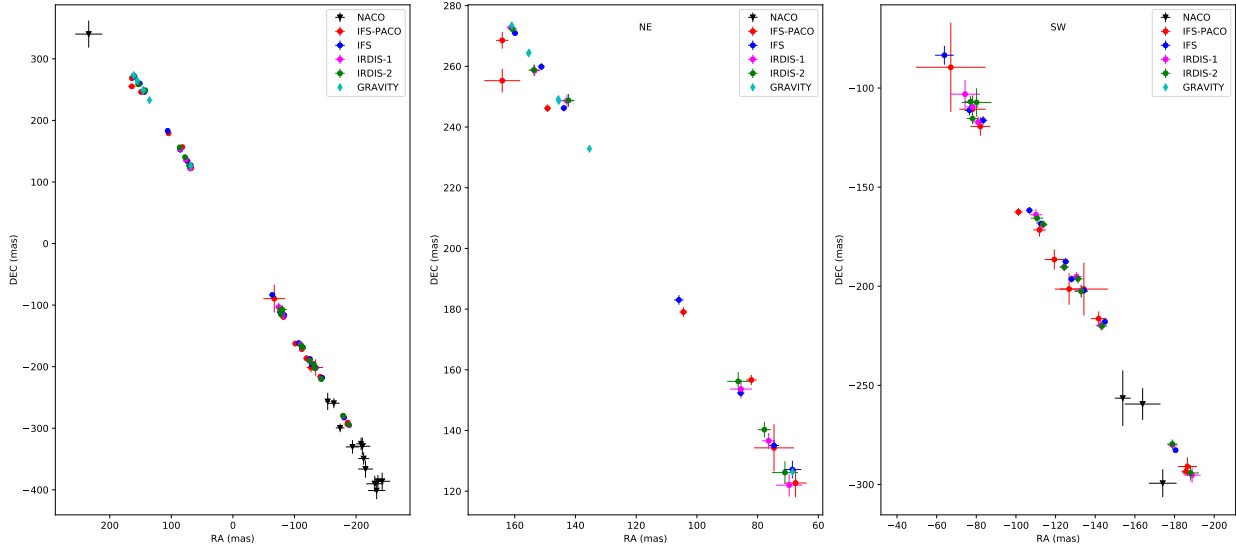


Fig. 1. Relative astrometry of β Pictoris b obtained with the various analysis methods (*left*). We also plotted the astrometric positions measured by NACO in the full FoV. Zooms on the NE and SW quadrants focusing on SPHERE points (*middle and right*).

parameters (EOP) to find the position of the telescopes with respect to the sky. The results of the astrometric fits are presented in Table C.2. The accuracy, presented as $\sigma_{\Delta RA}$ and $\sigma_{\Delta Dec}$, is on the order of $100 \mu\text{as}$. However, the geometry of the interferometer has a profound impact on the error bars. Because the baselines are considerably longer in the north-east direction, that is, 130 m compared to 50 m, the error bars are consistently worse in the north-west direction. This characteristic is accounted for by using the correlation coefficient ρ . This parameter varies between -1 for an anticorrelation, to 1 for a total positive correlation, and zero for no correlation. The correlation coefficients are given in Table C.2, and they are typically between -0.2 and -0.8 . They are used in the MCMC analysis.

2.3. HARPS data

More than 1900 new HARPS spectra were obtained at five different epochs since the β Pictoris c discovery paper (Lagrange et al. 2019a) under programs 098.C-0739(A) and 0104.C-0418(A) (PI Lagrange). At each epoch, long sequences of data (several hours per night over 1, 3, 3, 4, and 3 days, respectively) were recorded to allow for the proper extraction of the planet signal. Indeed, the star is a high frequency (about 23–30 min) and high amplitude (up to 2 km s^{-1}) pulsator, and the stellar pulsations need to be subtracted from the signal. The RVs were measured as in our previous works, using our SAFIR tool (Galland et al. 2005) and using the same approach as in Lagrange et al. (2019a). Basically, for each spectrum, the RV is computed, in the Fourier plane, with respect to a reference spectrum made of an average of all available and suitable data.

To estimate the stellar pulsations, we used Method 2 described in detail in Lagrange et al. (2019a), which consists in fitting the data with one sine function plus an offset, computing the residuals, repeating the process on the residuals, and so on, nine times. The final offset represents the planets-induced RV plus a constant offset due to the fact that the RVs are relative to a reference spectrum. We refer the readers to Lagrange et al. (2019a) for detailed explanations. The offset values determined for the new epochs as well as previous ones are provided in Table C.3. We note that the offsets presented here, similar to most of those recorded since JDB-2 454 000 = 4000, have low

uncertainties. This is because we have significantly increased the duration of the visits (several hours per night and for three or more consecutive nights). The fits are provided in Appendix A.

Figure 2 shows the RV time series (7000 data points since 2003) before and after correction from the pulsation signals. Since the last data were published in Lagrange et al. (2019a), the RV have increased again due to β Pictoris c.

The periodograms associated with both the raw and pulsation data show a peak at about 1200 d, which is not present in the window function, due to β Pictoris c. We conclude that the additional data presented in this paper confirm the presence of β Pictoris c.

3. Properties of β Pictoris b and c

The aim of the present paper is to combine various types of observational data into a single analysis. We used a Markov-chain Monte Carlo (MCMC) Bayesian analysis to derive the probabilistic distribution of orbital and physical solutions. The code is an upgrade of the one presented in Grandjean et al. (2019); it uses the affine invariant MCMC ensemble sampler emcee (Foreman-Mackey et al. 2013). The model includes the orbital parameters of β Pictoris b and c as well as the mass and distance of β Pictoris. Walker moves were selected using differential evolution (80% DEMove + 20% DESnookerMove); these move rules ensure that steps taken by walkers are automatically scaled according to the current parameter distributions.

We first used only the astrometry deduced from the NACO + SPHERE HCI data on β Pictoris b, then we added the GRAVITY astrometric measurements on β Pictoris b to determine its orbital parameters. Finally, we took the RV data into account to characterize both β Pictoris b and β Pictoris c. In all cases, the star mass was also estimated. The priors are provided in Table 2.

3.1. Analysis of HCI data only

As a first step, we used the NACO + SPHERE IRDIS and IFS PCA astrometric data as input to our MCMC fit. We considered both the average of method 1 and method 2 results for IRDIS data as well as the values derived from method 1 for the IFS data. This set is labeled as set NIRDIFS.

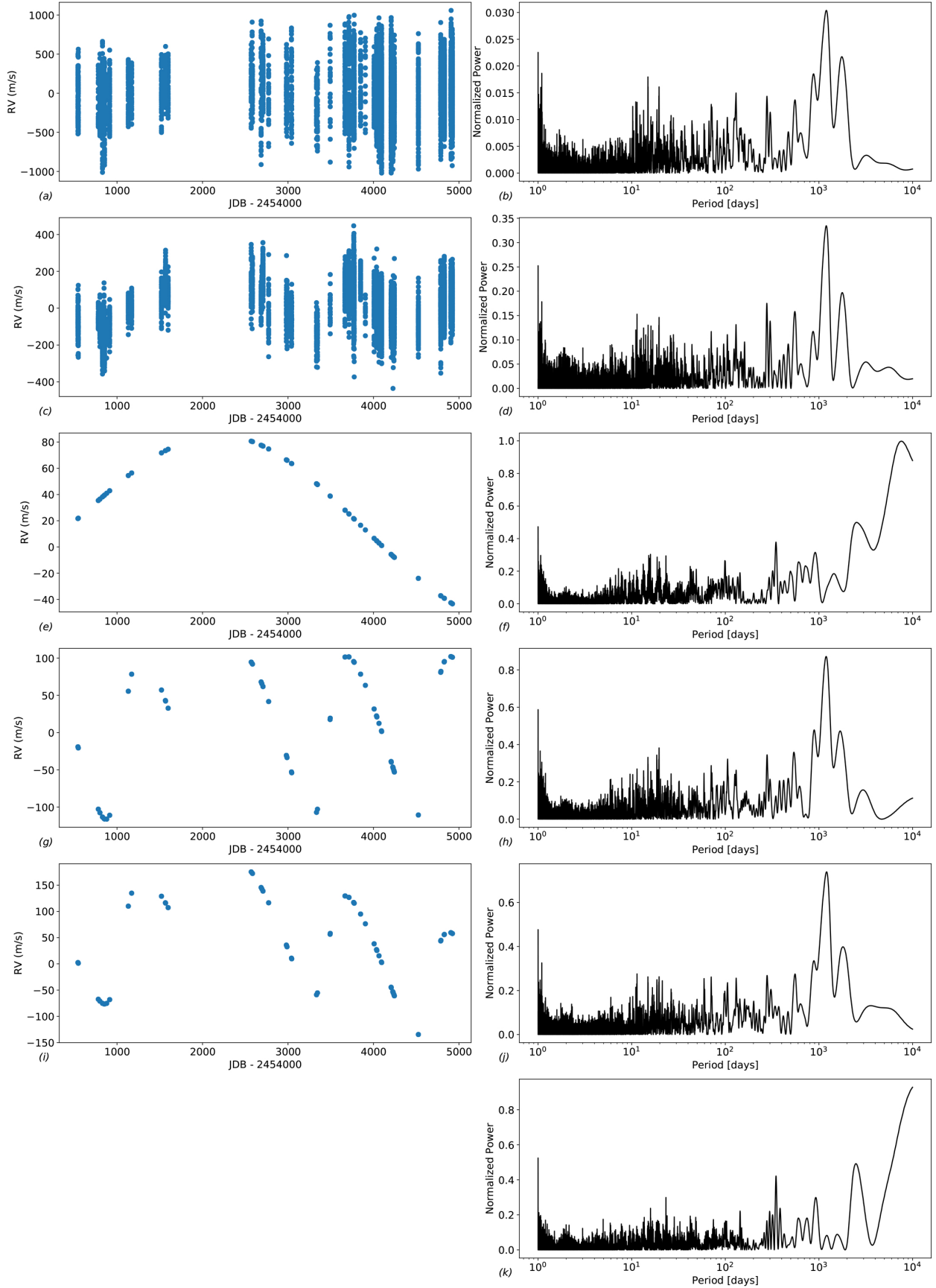


Fig. 2. *First row:* RV of β Pictoris and associated periodogram. *Second row:* pulsation-corrected RV and associated periodogram. *Third row:* simulated RV (noise free) due to β Pictoris b as modeled in 3.3 (with, noticeably, a mass of $11.5 M_{\text{Jup}}$) and associated periodogram. *Fourth row:* simulated RV (noise free) due to β Pictoris c as modeled in 3.3 ($8 M_{\text{Jup}}$) and associated periodogram. *Fifth row:* simulated RV (noise free) due to β Pictoris b and c as modeled in 3.3, and associated periodogram. *Sixth row:* window function.

Table 2. Priors used for our MCMC fittings.

Body	Parameter	Distribution	Value/range
β Pictoris	Mass	Uniform	[1.6,2.0] M_{\odot}
β Pictoris	Distance*	Uniform	[19.39,19.48] pc
β Pictoris	V0*	Uniform	[-1, 1] km s ⁻¹
β Pictoris b	Mass*	Gaussian	$\mathcal{N}(14; 1) M_{\text{Jup}}$
β Pictoris b	Period	log uniform	[18,25] yr
β Pictoris b	ecc	Uniform	[0,0.2]
β Pictoris b	i	Sinus uniform	[87,89] deg
β Pictoris b	Ω	Uniform	[-150, -145] deg
β Pictoris b	ω	Uniform	[0,180] deg
β Pictoris b	Phase	Uniform	[0,1]
β Pictoris c	Mass*	Uniform	[1, 15] M_{Jup}
β Pictoris c	Period*	log uniform	[2.5,4] yr
β Pictoris c	ecc*	Uniform	[0,0.4]
β Pictoris c	i*	Fixed	Same as i_b
β Pictoris c	Ω^*	Fixed	Same as Ω_b
β Pictoris c	ω^*	Uniform	[0,360] deg
β Pictoris c	Phase*	Uniform	[0,1]

Notes. The priors labeled with an * apply only when the RVs are considered (NIRDIFS-GRAV-RV case).

Unless otherwise specified, we adopted a distance to the star of 19.44 pc (HIPPARCOS distance) when dealing with astrometric data only, even though *Gaia* DR2 provided a more recent estimate. This is to allow for a comparison with other works; this is also because the *Gaia* DR2 parallax has a larger uncertainty than the HIPPARCOS one due to its saturation, and because the time baseline to model this three-component system is a factor of two lower than the HIPPARCOS one.

The results are displayed in Fig. 3. The sma, eccentricity, and mass distributions are not symmetrical and cannot be fitted by Gaussian profiles. We note this was also the case in previous studies based on SPHERE or GPI results. The sma distribution peaks at 9 au and has a small wing at larger values. We note that this wing is much shallower than in Lagrange et al. (2019a). The eccentricity peaks slightly below 0.01, with a wing toward larger values; this barely rejects a zero eccentricity. The distribution of inclinations can be fitted by a Gaussian profile, with a maximum at 88.94 deg and one sigma of 0.04 deg. The star mass distribution peaks at 1.77 M_{\odot} , with a wing toward lower values. The obtained orbital elements compare well with those described in Lagrange et al. (2019a), as well as with those derived from case 2 using NACO and newly recalibrated GPI data from Nielsen et al. (2020) (who used the HIPPARCOS distance). The mass of the star derived by Nielsen et al. (2020) (case 1) is also comparable. Their eccentricity does not show a peak, but a steady decrease starting from zero.

We now check how these posteriors depend on the various assumptions or inputs by:

- Assuming a *Gaia* distance, in the range of [19.63,19.88] pc, would lead to an sma distribution peaking at 9.17 au and a star mass peaking at 1.83 M_{\odot} .
- Removing the two data points closest to the star⁴ obtained in Nov 2016 (proj. sep 130 mas) and Sept 2018 (proj. sep 140 mas), that is, at the last observation before the closest

⁴ Indeed, being so close to the star, one could expect the planet astrometry to be more impacted by data reduction effects due to, e.g., stronger self subtraction and a higher slope in the stellar halo.

approach and the first observation after the closest approach does not change the results.

- Considering the IRDIS (average of method 1 and method 2 results) and IFS (method 1) data separately gives posteriors that are compatible within the uncertainties with the NIRDIFS case above; yet, we notice that (1) the median sma and median eccentricity are slightly shifted toward higher values when only using IRDIS data, as opposed to when only using IFS data, and the star mass is slightly lower, and that (2) the posteriors obtained when only using IFS data are closer to those obtained with both IRDIS and IFS (NIRDIFS) than the posteriors obtained using only IRDIS. This is because the IFS measurements are associated with smaller error bars than for the IRDIS measurements.
- Finally, using the PACO measurements or the measurements obtained with method 1 as inputs for the IFS data only leads to compatible results, but with a slightly higher median eccentricity, 0.035.

In conclusion, the data (IFS versus IRDIS) and the methods used to measure the relative astrometry of β Pictoris b slightly impact the posteriors, but the results are still compatible. Due to the smaller error bars, the IFS measurements (method 1) used in the NIRDIFS case dominate the astrometric information over the IRDIS data. The assumption on the distance to the star also impacts the orbital parameters and the star mass.

3.2. Analysis of HCI and GRAVITY data

We ran new MCMCs taking into account the relative astrometric data provided by GRAVITY on β Pictoris b in addition to the IRDIFS data. This new data set is hereafter referred to as NIRDIFS-GRAV. The obtained sma, eccentricity, and mass distributions are more symmetrical than when only using the NIRDIFS measurements, as seen in Fig. 4. For the sma, we derived a value of 9.64 ± 0.04 au, for the eccentricity, a value of 0.07 ± 0.01 , and for the inclination, a value of 88.99 ± 0.01 deg. The star mass is $1.77 \pm 0.03 M_{\odot}$. Similar values are obtained without taking into account the Nov. 2016 and Sept. 2018 data. When considering the IRDIS and IFS (method 1) measurements separately, or when using the PACO measurements instead of the IFS method 1 ones, we obtain the same tendencies as in the previous section, with even smaller differences. The posteriors are now clearly driven by the GRAVITY data points⁵

Finally, we then assumed the *Gaia* distance instead of the HIPPARCOS one. We got a higher sma (+0.15 au), a similar eccentricity, and a higher star mass (+0.09 M_{\odot}).

The posteriors found here with NIRDIFS-GRAV are in qualitative-only agreement with those found by GRAVITY Collaboration (2020) from the relative astrometry: sma = 10.6 ± 0.5 au, $e = 0.15 \pm 0.4$, and $M = 1.82 \pm 0.3 M_{\odot}$. This can be explained by a combination of various differences: (1) different HCI data were used (GPI instead of SPHERE), (2) the GPI data suffered from calibration errors (see Nielsen et al. 2020 for the revised values), (3) we use, in the present paper, six

⁵ As an exercise, we performed the MCMC analysis using GRAVITY data alone as input and using the same priors as before; it turns out that even though they are much less precise (larger uncertainties), the posteriors are compatible with those found in our NIRDIFS-GRAV case, where we used more than 12 yr of HCI data. This illustrates the impact of the GRAVITY data, thanks to their exquisite precision. It has to be noted, though, that GRAVITY needs the HCI data to point and place the fiber at the rough position of the planet before any measurements can be carried out. Both data are then complementary.

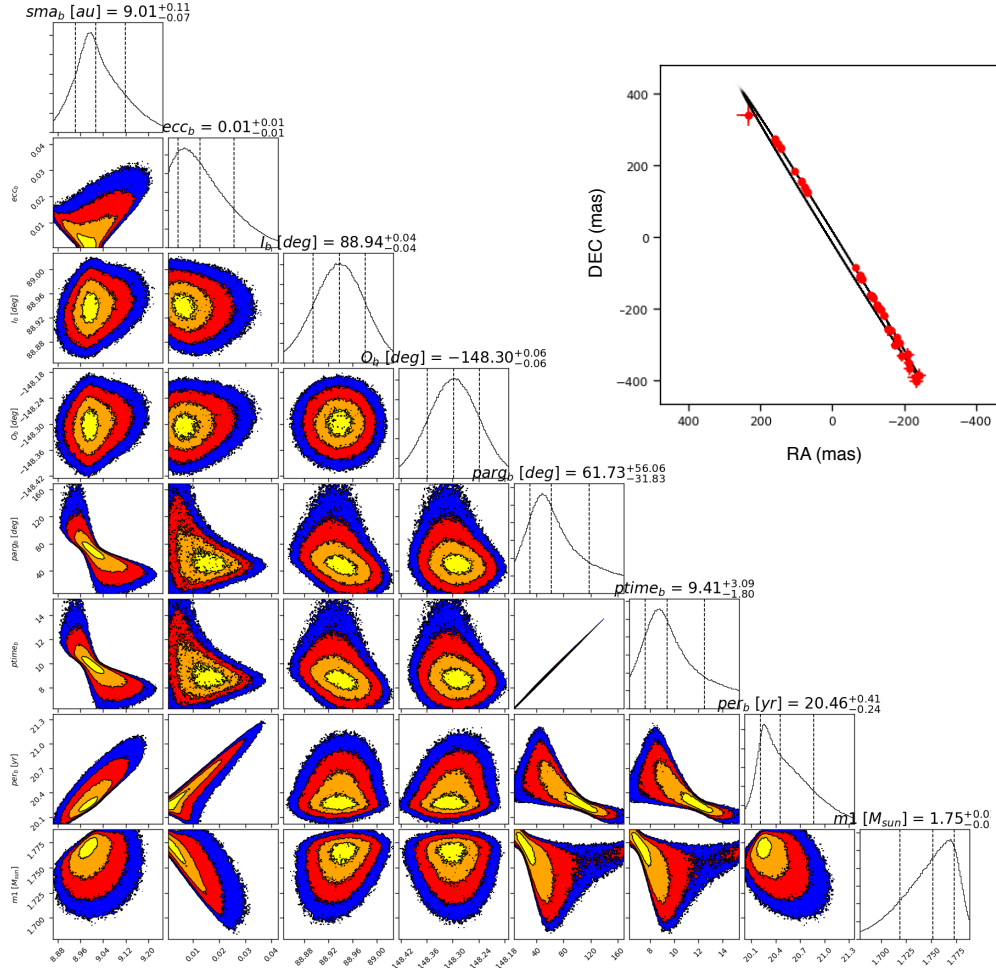


Fig. 3. Results of the MCMC analysis of the NACO + IRDIFS astrometric data. *From top to bottom:* sma, eccentricity, inclination, longitude of the ascending node, argument of periastron, periastron time, period of β Pictoris b, and star mass. A distance of 19.44 pc is assumed. The orbital solutions are shown in the upper right. The vertical-dashed lines, from left to right, indicate the 16, 50, and 84% quantiles. The values on top of each histogram are the median $^{+(84\% \text{ quantile} - 50\% \text{ quantile})}_{-(50\% \text{ quantile} - 16\% \text{ quantile})}$.

pieces of GRAVITY data instead of one, and (4) the value of the GRAVITY astrometry used in [GRAVITY Collaboration \(2020\)](#) has been slightly revised for the present paper.

In conclusion, adding the GRAVITY data to the NACO and SPHERE data leads to significantly different orbital parameters and, specifically, higher values of sma and eccentricity for β Pictoris b. The star mass is between that proposed by [Crifo et al. \(1997\)](#), based on photometry and the HIPPARCOS distance and that proposed by [Zwintz et al. \(2019\)](#) based on an asteroseismology study. Using GRAVITY also significantly decreases the fitting uncertainties associated to the orbital parameters, thanks to small error bars. GRAVITY, therefore, dominates the relative astrometric information. As a consequence, the results are also dominated by any biases in GRAVITY. The posteriors are also biased by the assumption of a single planet, and we see below that GRAVITY astrometry is sensitive to the influence of β Pictoris c on the relative astrometry of β Pictoris b. Finally, we note that the posteriors still depend on the assumption made on the distance of the system.

3.3. Analysis of HCl, GRAVITY, and RV data

We considered the RV data in addition to the relative astrometric data and constrained the properties of β Pictoris b and c. We

used the 32 offsets as input to the MCMC analysis, because using thousands of RV data points in our MCMC analysis would require unrealistically large computing times. In principle, adding the RV data allows one to constrain the masses of both planets in addition to their orbital parameters. We, therefore, added these two additional parameters in our MCMC analysis, and added an RV offset to account for the fact that our RV measurements are not absolute velocities, but they are given with respect to a reference spectrum that is built by averaging a large amount of spectra (see [Lagrange et al. 2019a](#)).

As we do not have constraints on the inclination of β Pictoris c, we assumed that its orbit is coplanar with that of β Pictoris b. The distance of the system is considered to be uniform in the [19.39,19.48] pc range, and the mass is uniform within the [1.6,2] M_{\odot} range in the priors. As the GRAVITY precision is typically 0.1 mas, and the total astrometric perturbation introduced by β Pictoris c is about 1.5 mas over 3 yr and that introduced by β Pictoris b is about 4 mas over 20 yr, we took these perturbations into account in our MCMC computations, adding up the barycentric corrections due to each planet.

We first ran a MCMC analysis, using a uniform distribution for the masses of β Pictoris b and c in the [1,20] M_{Jup} range, and ended up with a posterior for β Pictoris c's mass of 7.7 M_{Jup} , that is, close to the estimate given in [Lagrange et al. \(2019a\)](#).

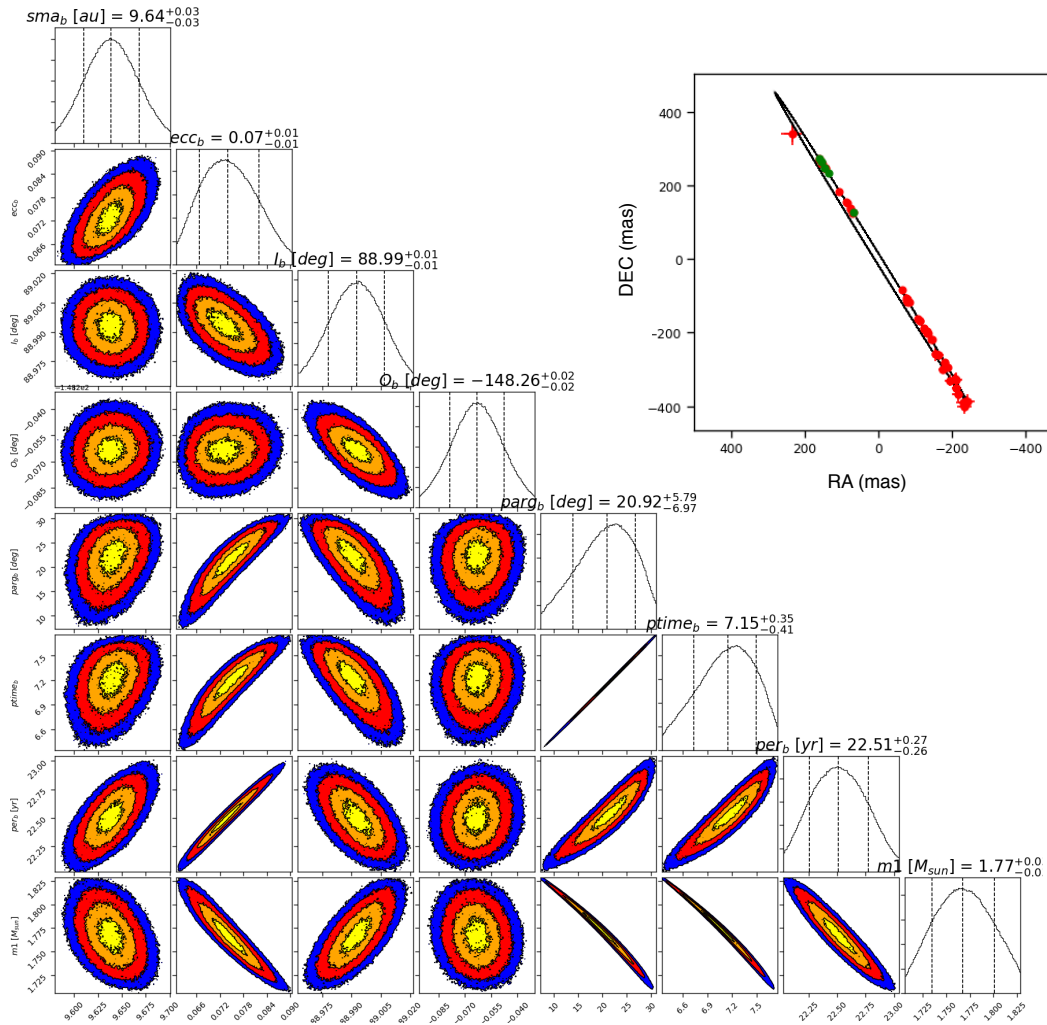


Fig. 4. Results of the MCMC analysis of the NACO + IRDIS + GRAVITY astrometric data. *From top to bottom:* sma, eccentricity, inclination, longitude of the ascending node, argument of periastron, periastron time, period of β Pictoris b, and star mass. A distance of 19.44 pc is assumed. The orbital solutions are shown in the upper right: NIRIFS data (red) and GRAVITY data (green). The vertical-dashed lines indicate, from left to right, the 16, 50, and 84% quantiles. The values on top of each histogram are the median $^{+(84\% \text{ quantile} - 50\% \text{ quantile})}_{-(50\% \text{ quantile} - 16\% \text{ quantile})}$.

Yet, the posterior on the mass of β Pictoris b is $3.2 M_{\text{Jup}}$, which is not compatible with any luminosity-mass relation or any previous related estimate. Additionally, this is not compatible with the fact that we did not detect β Pictoris c in single direct images when at quadrature, as expected at about 150 mas, while we did, in fact, detect β Pictoris b at smaller projected separations⁶. With our current knowledge, we attribute this poor constraint on β Pictoris b's mass to the fact that (1) the RV time series does not fully cover β Pictoris b's period as seen in the third row of Fig. 2⁷) and (2) the data have non-negligible noise.

We used a prior of a Gaussian, centered on $14 M_{\text{Jup}}$, and a one-sigma of $1 M_{\text{Jup}}$ (noted hereafter $N(14,1)$) for β Pictoris b's mass. This range is representative of the high masses estimated for β Pictoris b in the literature. The results are summarized in Table C.4 and visualized in Figs. 5 and 6. For β Pictoris b, we

⁶ We note that for this last argument, we assume that both planets formed in the same way.

⁷ In this figure, the RV induced by the planets correspond to the solutions obtained in the case where the mass of β Pictoris b is constrained in a Gaussian range (14,1), as described below. In the present case, the mass found for β Pictoris b is $3 M_{\text{Jup}}$, and its impact on the RV would be even smaller.

find an sma of 9.76 ± 0.04 au, an eccentricity of 0.086 ± 0.006 , and an inclination of 89.01 ± 0.01 deg. For β Pictoris c, we find an sma of 2.69 ± 0.02 au, and an eccentricity of 0.27 ± 0.07 . The star mass is $1.78 \pm 0.03 M_{\odot}$ and the distance is 19.44 ± 0.02 pc. The orbital parameters of β Pictoris c are in good agreement with those found in Lagrange et al. (2019a), where we analyzed only the RV data and made some assumptions about β Pictoris b to correct the RV data from this planet contribution. The masses found for planets b and c are 11.1 ± 0.8 and $7.8 \pm 0.4 M_{\text{Jup}}$, respectively. We see, in Fig. 2 (bottom) that the time baseline is now long enough to possibly see the impact of β Pictoris b on the RV through a modulation of the β Pictoris c induced RV curve.

To investigate the impact of the prior on β Pictoris b's mass, we performed a similar MCMC analysis with a Gaussian $N(12,1) M_{\text{Jup}}$ prior. We ended up with a mass of $9.7 \pm 0.7 M_{\text{Jup}}$ for β Pictoris b, which is significantly lower than when using the (14,1) M_{Jup} prior and an unchanged mass for β Pictoris c. This confirms that β Pictoris b's mass is not fully constrained yet, while the mass of β Pictoris c is.

To investigate the impact of the RV precision on the results, we set a threshold of 15 m s^{-1} to the RV uncertainties, that is, all uncertainties lower than 15 m s^{-1} were set at 15 m s^{-1} . The

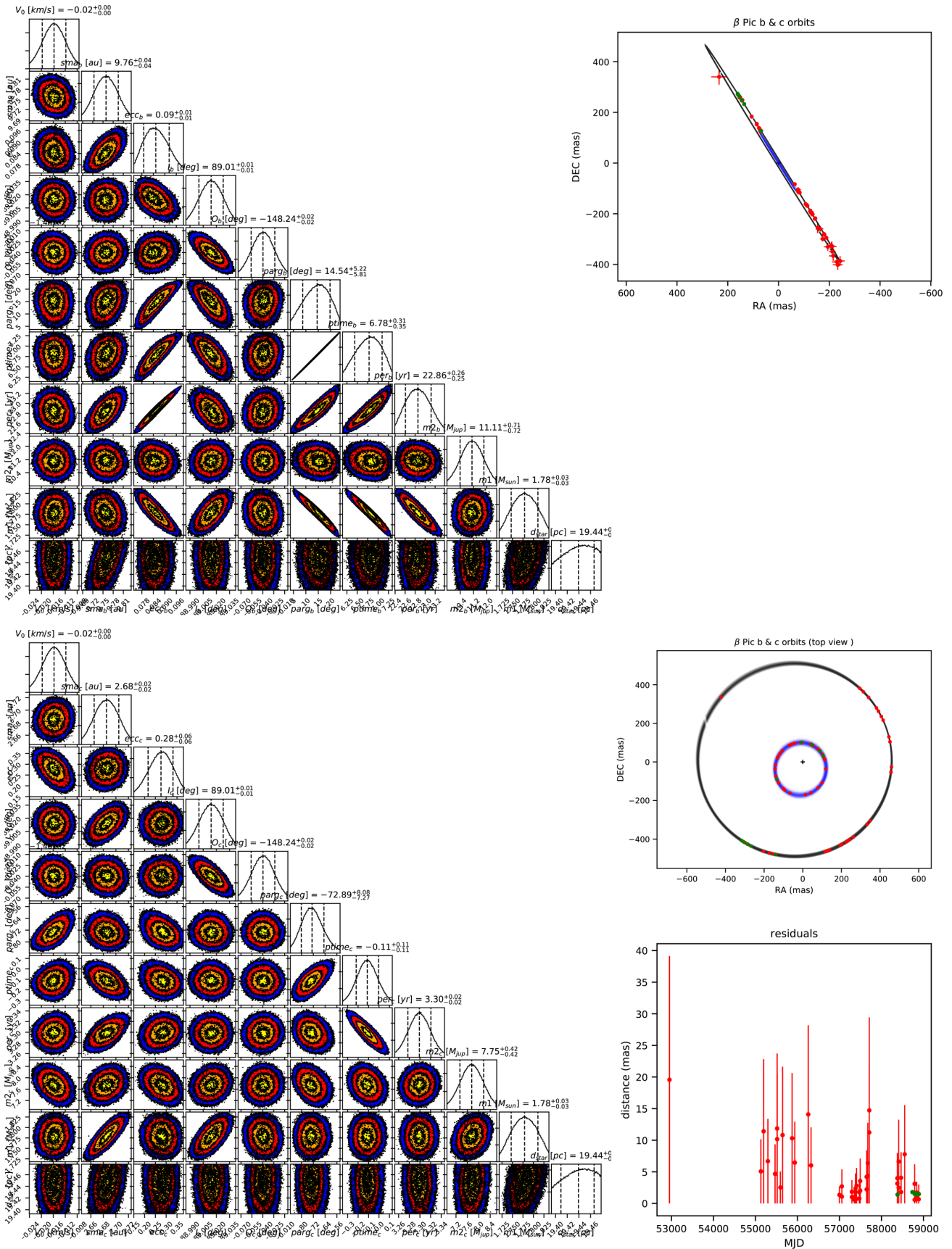


Fig. 5. Results of the MCMC analysis of the NIRDIFS + GRAVITY + RV data. *Top:* β Pictoris b. *Bottom:* β Pictoris c. For each planet and from top to bottom: sma, eccentricity, inclination, longitude of the ascending node, argument of periastron, periastron time, period and mass of the planet, star mass, and distance. The vertical-dashed lines indicate, from left to right, the 16, 50, and 84% quantiles. The values on top of each histogram are the median $_{-16\%}^{+84\%}$ quantile (50% quantile – 16% quantile). The orbital solutions are encapsulated in the top and bottom figures. The average of the residuals of the astrometric fits (distances) are provided as well.

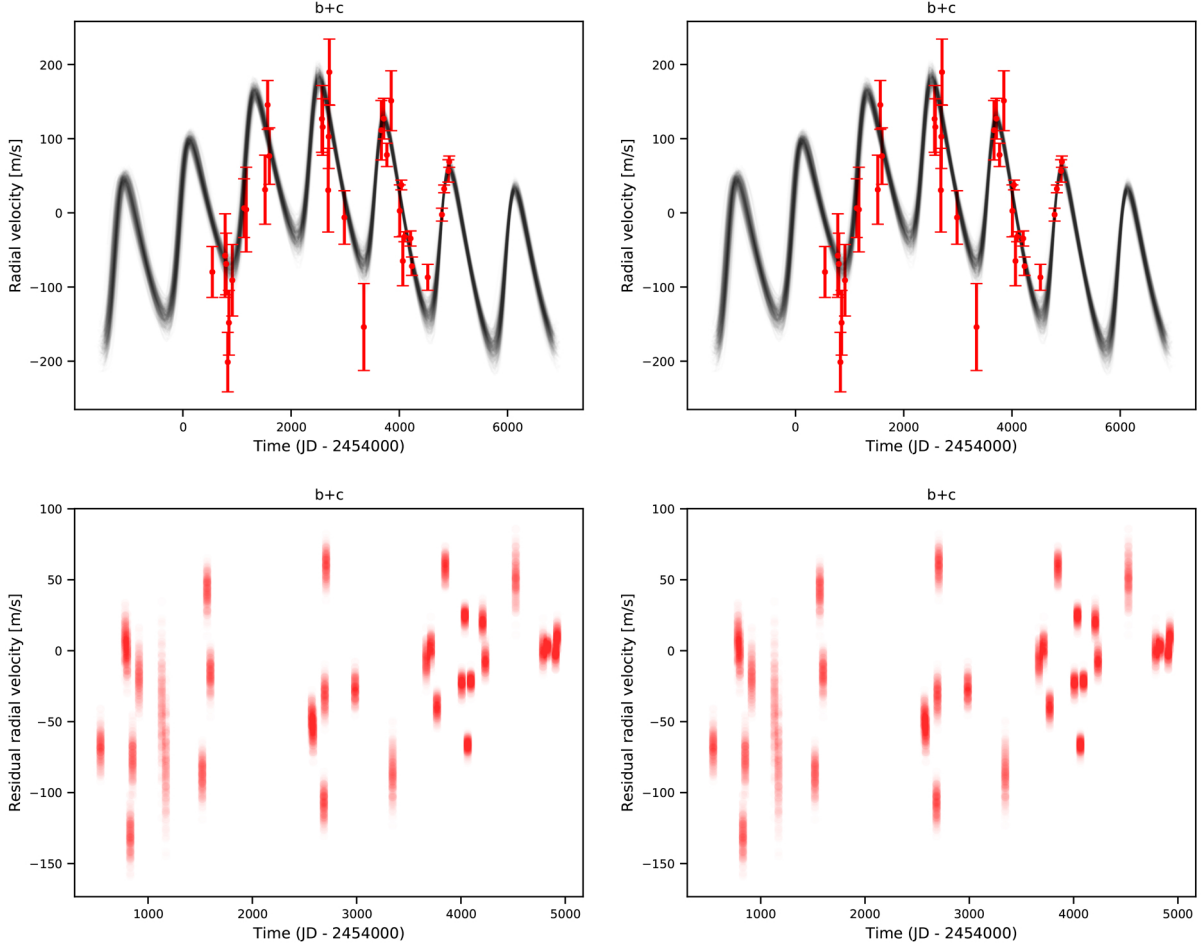


Fig. 6. Results of the MCMC analysis of the NIRDIFS+GRAVITY + RV data. *Top:* fit of the RV offsets (*left*). For comparison purposes, the fit of the RV offsets in an MCMC run without priors on β Pictoris b's mass is provided (*right*). *Bottom:* residuals of the corresponding RV fits.

only noticeable impact was an increase in β Pictoris b's mass of $0.5 M_{\text{Jup}}$ and a decrease in β Pictoris c's mass of $0.5 M_{\text{Jup}}$. Running a test adding 15 m s^{-1} to all initial uncertainties increases the mass of β Pictoris b by $1.5 M_{\text{Jup}}$ and the mass of β Pictoris c by only $0.2 M_{\text{Jup}}$ (i.e., barely outside the 1-sigma uncertainties), and it increases the eccentricity of β Pictoris c from 0.28 to 0.34.

These last tests illustrate how critically the RVs constrain the mass of the planets. Another illustration is provided in Fig. 6 where we show both the RV curves corresponding to our fits of the NIRDIFS-GRAV-RV data, when using a $N(14,1)$ prior (left) and when using a flat prior (right) on β Pictoris b's mass. They give posteriors of 11 and $3.2 M_{\text{Jup}}$, respectively, for β Pictoris b mass. We see that the RV curve corresponding to the lower mass for β Pictoris b fits the offsets in a slightly better way than the other one, but the difference is small. Longer time baselines for the RV, a better coverage of the RV at both β Pictoris c quadratures, and/or a better precision on the offsets (through a better removal of the stellar pulsations) will help further constrain the mass of β Pictoris b. *Gaia* full data (IADs) will also help constrain the planet masses.

To investigate the impact of the star distance, we ran an MCMC analysis, assuming the *Gaia* distance range of [19.63,19.88] pc. Compared to the posteriors obtained using the HIPPARCOS distance, the sma of β Pictoris b and c are slightly increased by, respectively, +0.16 au, which has yet to be compared to the uncertainties of 0.04 au, and +0.04 au, which has yet to be compared to the uncertainties of 0.02 au. The stellar

mass is now $1.87 \pm 0.04 M_{\odot}$, compared to $1.77 \pm 0.03 M_{\odot}$. The masses of β Pictoris b and c are only marginally increased, and they remain consistent given the uncertainties.

4. Discussion

The present analysis provides significantly improved orbital parameters for β Pictoris b, compared to previous studies, as well as a good estimate of the orbital properties of β Pictoris c. We note that (1) the eccentricity obtained for β Pictoris c (0.27) might be overestimated due to the limited signal-to-noise of the RV data and their temporal sampling (see Shen & Turner 2008), and (2) even with this eccentricity, its orbit would be dynamically stable.

As seen before, the mass of β Pictoris b is poorly constrained and additional long observing RV sequences (typically 3-6 h long each night on three continuous nights) over a few more years are needed to measure this dynamical mass. An improved correction of the pulsations would also allow for a better mass estimate. Previous studies have used HIPPARCOS-*Gaia* data to constrain the mass of β Pictoris b, but only using one planet in their fit, which is not adapted. We, therefore, attempted to use HIPPARCOS-*Gaia* to further constrain the mass of this planet. We conclude that the RV data fully drives the solution on the planet masses, as detailed in Appendix B.

On the contrary, β Pictoris c $M \cdot \sin i$ is much better constrained. This is because the period of planet c is much smaller

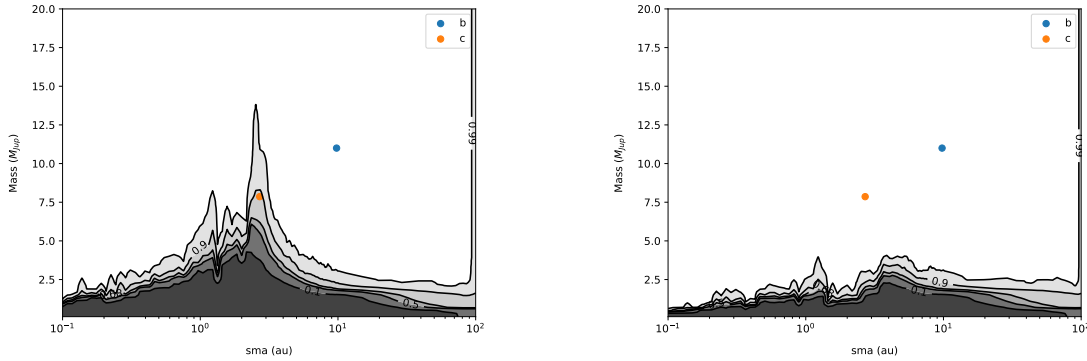


Fig. 7. *Left:* detection probabilities of planets around β Pictoris using all available HCI data and RV pulsation-subtracted data. *Right:* detection probabilities of planets around β Pictoris using all available HCI data and RV data which were pulsation-subtracted and corrected from β Pictoris b and c. Various levels of probabilities are considered. The two known planets are indicated.

than that of planet b, and it has a much better temporal coverage over its period. The present data do not allow for one to constrain the inclination of the planet orbit, but a significant inclination would be very surprising.

This work allowed us to estimate the previous and next transit times for both planets. Using the fit of NIRDIFS-GRAV-RV, and assuming a Gaussian distribution $N(14,1)$ for β Pictoris b, we find that the last transit of β Pictoris b occurred on Sept 2017, and that of β Pictoris c occurred on Nov 2017. The next transit of β Pictoris b will occur in July–August 2040 and that of β Pictoris c in March 2021. The dates vary within a few days for the next transit of β Pictoris c and months for β Pictoris b if we change the hypothesis on β Pictoris b’s mass, on the star distance, and even more if we change the “thresholded” RV (see above).

Given the mass of β Pictoris c and using COND03 models, we find an absolute magnitude of 12.7 at H band and, hence, we expect a 10.7 mag contrast with the star. Given the measured magnitude of β Pictoris b at H band, we expect a contrast of 0.8–0.9 mag between both planets (hence a flux ratio of 6–8). We examined the possibility of direct detection of β Pictoris c in our SPHERE data, using the positions computed with the orbital parameters found in the previous section. Even if this is not an independent confirmation of its presence, detecting a signal at the planet position would be useful because it would set the relative inclination of the two orbits and provide an estimate of the relative contrast.

It appears that at most epochs, the projected position of β Pictoris c is behind the coronagraphic mask. The projected separation is greater than 100 mas in the following months: Dec. 2014; Feb. 2015; Sept., Oct., and Nov. 2016; Sept., Oct., and Dec. 2018; Dec. 2019; and Jan. 2020. Yet, in Sept., Oct., and Nov. 2016 and Sept., Oct., and Dec. 2018, the two planets are within 3 pixels (with a separation down to 9 mas in Nov. 2016) in the plane of the sky. We are then left with four epochs in which the planet is expected to be out of the coronagraph and sufficiently far from b: Feb. 2015 and Dec. 2018, when it should be NE of the star, as well as Dec. 2019 and Feb. 2020, when it is expected to be SW of the star. An examination of the corresponding images does not clearly reveal β Pictoris c. Further work will include the combination of all data set, for example, as done in [Le Coroller et al. \(2020\)](#) to try and directly detect β Pictoris c in the SPHERE data.

5. Additional planets in the β Pictoris system

Here, we used all available (25) high contrast IRDIS images obtained with NACO and SPHERE and combined them with our

7000+ pulsation-corrected RVs to estimate the probability of the presence of other planets in the system. The approach is the same as the one described in [Lagrange et al. \(2018\)](#) where we used 7 NACO and 2100 pieces of RV data available up to 2016. In a nutshell, we generated (Monte Carlo) planets with various orbital properties and masses and tested whether these simulated planets are detected at least for one epoch in direct imaging or if they are detected in RV data. In direct imaging, the planet is detected if its flux (derived from COND03 brightness-mass relationships, [Baraffe et al. 2003](#)) is higher than the three-sigma above noise in a given image. For the RV, we computed the RV series associated to each simulated planet at the time of observations and we tested whether the planet is or is not detectable by comparison with the observed RV time-series (see details in [Lannier et al. 2017](#)). In [Lagrange et al. \(2018\)](#), we used NACO L' data only. We upgraded the code to be able to combine images obtained with different instrumental set-ups. The results are given in Fig. 7. The comparison with Fig. 5 of [Lagrange et al. \(2018\)](#) shows the tremendous improvement in detection limits, with detection limits reduced by a factor of 2–4 at almost all separations. To obtain tighter limits, we subtracted the β Pictoris b and c RV signals from the pulsation-corrected data, using the parameters found in the previous section. The result is shown in Fig. 7. From this figure, we can exclude, with a probability greater than 90%, planets that are more massive than about $2.5 M_{\text{Jup}}$ closer than 3 au, and those that are more massive than $3.5 M_{\text{Jup}}$ between 3 and 7.5 au. The intermediate region will be further constrained by the *Gaia* final release.

The present study shows that there are no massive planets in the system, other than β Pictoris b and c, and that the overall dynamics of the β Pictoris system is controlled by β Pictoris b and c. This property could help us to achieve a better constraint on their orbits. The β Pictoris b and c system can indeed be considered as dynamically isolated from the rest of the disk. A stability analysis that eliminates the unstable configurations could help us refine our knowledge of the orbits.

Using the estimates of [Lazzoni et al. \(2018\)](#) of chaotic zones of planets ([Mustill & Wyatt 2012](#)), we find that the presence of β Pic b and c with masses of 11 and $7.8 M_{\text{Jup}}$, sma of 9.8 and 2.7 au, and eccentricities of 0.08 and 0.28, respectively, is enough to clear out the material in the inner 10 au region. We now focus on the region beyond 10 au.

The planetesimal belt in the β Pic disk is located between 50–130 au ([Augereau et al. 2001](#); [Dent et al. 2014](#)). Assuming that the belt initially extended down to the inner region, we could set a lower limit to the masses of planets that could be hidden in the inner region and that could have cleared a gap in about

20 Myr. We based our calculations on the numerical simulations by Shannon et al. (2016), which show that two planets of a minimum of $0.3 M_{\text{Jup}}$ would be needed between β Pic b and the inner location of the outer planetesimal belt to explain the cavity. There can, therefore, be two additional planets with masses between 0.3 and $2.5 M_{\text{Jup}}$ between 10 and 50 au that could be explored further observationally using more SPHERE data and combining them as in this present work, or more sensitive instruments on the JWST or on the ELT. We note that gas observations in β Pic (Matrà et al. 2017; Cataldi et al. 2018) show that the atomic gas does not extend in the inner regions, as expected from previous models (Kral et al. 2016, 2017), and it is mainly colocated with the outer planetesimal belt, which may be a sign that viscous spreading is halted by a planet inward of 50 au, as demonstrated in Kral et al. (2020).

6. Concluding remarks and perspectives

We obtained new astrometric data on β Pictoris b with SPHERE in high contrast direct imaging and with GRAVITY in long base interferometry, as well as new RV data. The new RV data confirm the detection of β Pictoris c, and the modulation of the RV data by β Pictoris b is becoming visible.

We combined these HCI, GRAVITY, and RV data, as well as previously published data, in a single MCMC analysis to constrain the orbital properties of both planets. The orbital properties of β Pictoris b are driven by the GRAVITY measurements, which have much smaller uncertainties than the HCI ones. This illustrates the exquisite complementarity between both techniques. We confirm that β Pictoris b has a small but nonzero eccentricity (0.09 ± 0.01) and it does not transit the star. The orbital properties of β Pictoris c are well constrained, provided its orbital plane indeed coincides with that of β Pictoris b. The mass of β Pictoris c is well constrained at $7.8 \pm 0.4 M_{\text{Jup}}$, assuming both orbits of the planets are coplanar.

While the orbital properties of β Pictoris b are now well constrained, its mass is not. This is because the baseline of the RV data is still shorter than the planet period, and the data are noisy. Additional data recorded with our updated observing strategy will allow constraining β Pictoris b's mass.

The absolute astrometry HIPPARCOS-*Gaia* data are consistent with the solutions presented here at the 2σ level, but these solutions are fully driven by the relative astrometry plus RV data. HIPPARCOS-*Gaia* data should help to further constrain β Pictoris b's mass once more detailed *Gaia* data are available.

Using the NACO and IRDIS HCI images as well as the RV data, once the pulsations and the signals of β Pictoris b and c were corrected for, we computed the detection limits of additional planets in the system. We can now exclude the presence of planets that are more massive than about $2.5 M_{\text{Jup}}$ closer than 3 au, and more massive than $3.5 M_{\text{Jup}}$ between 3 and 7.5 au. This represents an improvement of more than 5 – 10 in detection limits compared to our previous study in the 1 – 10 au region. Between 10 and 100 au, we exclude planets with masses of 1 – $2 M_{\text{Jup}}$. We conclude that the dynamics of the system as a whole is controlled by β Pictoris b and c, and that additional planets with masses equal to or less than Jupiter mass have to be present to explain the inner void of material in the 10 – 70 au region. They certainly represent interesting targets for forthcoming JWST and ELT observations. Finally, given the properties found in this paper, β Pictoris b and c can explain the relative void of material in the inner 10 au disk.

Acknowledgements. We acknowledge support from the French CNRS, from the Agence Nationale de la Recherche (ANR-14-CE33-0018), and the OSUG LABEX. A.V. and G.O. acknowledge funding from the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme (grant agreement No. 757561). A.A. and P.G. were supported by Fundação para a Ciência e a Tecnologia, with grants reference UIDB/00099/2020 and SFRH/BSAB/142940/2018. R.G.L. acknowledges support by Science Foundation Ireland under Gant. No. 18/SIRG/5597. Based on observations collected at the European Southern Observatory under ESO programmes 0104.C-0418(D), 0104.C-0418(E), 0104.C-0418(F), 1104.C-0651, 098.C-0739(A), 0104.C-0418(A), 0104.C-0418(C).

References

- Arenou, F., Luri, X., Babusiaux, C., et al. 2018, *A&A*, **616**, A17
 Augereau, J. C., Nelson, R. P., Lagrange, A. M., Papaloizou, J. C. B., & Mouillet, D. 2001, *A&A*, **370**, 447
 Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, **402**, 701
 Beust, H., & Morbidelli, A. 1996, *Icarus*, **120**, 358
 Beust, H., & Morbidelli, A. 2000, *Icarus*, **143**, 170
 Beuzit, J. L., Vigan, A., Mouillet, D., et al. 2019, *A&A*, **631**, A155
 Bonnefoy, M., Marleau, G.-D., Galicher, R., et al. 2014, *A&A*, **567**, L9
 Brandt, T. D. 2018, *ApJS*, **239**, 31
 Cataldi, G., Brandeker, A., Wu, Y., et al. 2018, *ApJ*, **861**, 72
 Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A.-M., et al. 2017, *A&A*, **605**, L9
 Claudi, R. U., Turatto, M., Gratton, R. G., et al. 2008, *SPIE Conf. Ser.*, **7014**, 3
 Crifo, F., Vidal-Madjar, A., Lallement, R., Ferlet, R., & Gerbaldi, M. 1997, *A&A*, **320**, L29
 Delorme, P., Schmidt, T., Bonnefoy, M., et al. 2017, *A&A*, **608**, A79
 Dent, W. R. F., Wyatt, M. C., Roberge, A., et al. 2014, *Science*, **343**, 1490
 Dohlen, K., Langlois, M., Saisse, M., et al. 2008, *SPIE Conf. Ser.*, **7014**, 3
 Dupuy, T. J., Brandt, T. D., Kratter, K. M., & Bowler, B. P. 2019, *ApJ*, **871**, L4
 Flasseur, O., Denis, L., Thiébaud, E., & Langlois, M. 2020, *A&A*, **637**, A9
 Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *PASP*, **125**, 306
 Gaia Collaboration (Brown, A. G. A., et al.) 2018, *A&A*, **616**, A1
 Galicher, R., Boccaletti, A., Mesa, D., et al. 2018, *A&A*, **615**, A92
 Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2005, *A&A*, **443**, 337
 Grandjean, A., Lagrange, A. M., Beust, H., et al. 2019, *A&A*, **627**, L9
 GRAVITY Collaboration (Abuter, R., et al.) 2017, *A&A*, **602**, A94
 GRAVITY Collaboration (Lacour, S., et al.) 2019, *A&A*, **623**, L11
 GRAVITY Collaboration (Nowak, M., et al.) 2020, *A&A*, **633**, A110
 Kervella, P., Arenou, F., Mignard, F., & Thévenin, F. 2019, *A&A*, **623**, A72
 Kiefer, F., Lecavelier des Etangs, A., Boissier, J., et al. 2014, *Nature*, **514**, 462
 Kral, Q., Wyatt, M., Carswell, R. F., et al. 2016, *MNRAS*, **461**, 845
 Kral, Q., Matrà, L., Wyatt, M. C., & Kennedy, G. M. 2017, *MNRAS*, **469**, 521
 Kral, Q., Davout, J., & Charnay, B. 2020, *Nat. Astron.*, **4**, 769
 Kristensen, K., Nielsen, A., Berg, C., Skaug, H., & Bell, B. 2016, *J. Stat. Soft. Art.*, **70**, 1
 Lacour, S., Dembet, R., Abuter, R., et al. 2019, *A&A*, **624**, A99
 Lagage, P. O., & Pantin, E. 1994, *Nature*, **369**, 628
 Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, **329**, 57
 Lagrange, A.-M., De Bondt, K., Meunier, N., et al. 2012, *A&A*, **542**, A18
 Lagrange, A. M., Keppler, M., Meunier, N., et al. 2018, *A&A*, **612**, A108
 Lagrange, A. M., Boccaletti, A., Langlois, M., et al. 2019a, *A&A*, **621**, L8
 Lagrange, A. M., Meunier, N., Rubini, P., et al. 2019b, *Nat. Astron.*, **3**, 1135
 Lannier, J., Lagrange, A. M., Bonavita, M., et al. 2017, *A&A*, **603**, A54
 Lapeyrière, V., Kervella, P., Lacour, S., et al. 2014, *Proc. SPIE*, **9146**, 91462D
 Lazzoni, C., Desidera, S., Marzari, F., et al. 2018, *A&A*, **611**, A43
 Le Coroller, H., Nowak, M., Delorme, P., et al. 2020, *A&A*, **639**, A113
 Lindegren, L., Hernández, J., Bombrun, A., et al. 2018, *A&A*, **616**, A2
 Macintosh, B. A., Graham, J. R., Palmer, D. W., et al. 2008, *SPIE Conf. Ser.*, **7015**, 701518
 Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, **641**, 556
 Marrese, P. M., Marinoni, S., Fabrizio, M., & Altavilla, G. 2019, *A&A*, **621**, A144
 Matrà, L., Dent, W. R. F., Wyatt, M. C., et al. 2017, *MNRAS*, **464**, 1415
 Mustill, A. J., & Wyatt, M. C. 2012, *MNRAS*, **419**, 3074
 Nielsen, E. L., De Rosa, R. J., Wang, J. J., et al. 2020, *AJ*, **159**, 71
 Nowak, M., Lacour, S., Lagrange, A.-M., et al. 2020, *A&A*, **642**, L2

- Okamoto, Y. K., Kataza, H., Honda, M., et al. 2004, *Nature*, **431**, 660
- Shannon, A., Bonsor, A., Kral, Q., & Matthews, E. 2016, *MNRAS*, **462**, L116
- Shen, Y., & Turner, E. L. 2008, *ApJ*, **685**, 553
- Smith, B. A., & Terrile, R. J. 1984, *Science*, **226**, 1421
- Snellen, I. A. G., & Brown, A. G. A. 2018, *Nat. Astron.*, **2**, 883
- Telesco, C. M., Fisher, R. S., Wyatt, M. C., et al. 2005, *Nature*, **433**, 133
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, **474**, 653
- van Leeuwen, F., & Evans, D. W. 1998, *A&AS*, **130**, 157
- Vigan, A., Moutou, C., Langlois, M., et al. 2010, *MNRAS*, **407**, 71
- Wahhaj, Z., Koerner, D. W., Ressler, M. E., et al. 2003, *ApJ*, **584**, L27
- Willez, J., & Lacour, S. 2013, *ApJ*, **764**, 109
- Zurlo, A., Vigan, A., Mesa, D., et al. 2014, *A&A*, **572**, A85
- Zurlo, A., Vigan, A., Galicher, R., et al. 2016, *A&A*, **587**, A57
- Zwintz, K., Reese, D. R., Neiner, C., et al. 2019, *A&A*, **627**, A28
- ¹⁵ Universidade de Lisboa – Faculdade de Ciências, Campo Grande, 1749-016 Lisboa, Portugal
- ¹⁶ CENTRA – Centro de Astrofísica e Gravitação, IST, Universidade de Lisboa, 1049-001 Lisboa, Portugal
- ¹⁷ Unidad Mixta Internacional Franco-Chilena de Astronomía, CNRS/INSU UMI 3386 and Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Casilla 36-D, Santiago, Chile
- ¹⁸ School of Physics and Astronomy, Monash University, Clayton, VIC 3800, Melbourne, Australia
- ¹⁹ Leiden Observatory, Leiden University, PO Box 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands
- ²⁰ Max Planck Institute for extraterrestrial Physics, Gießenbachstraße 1, 85748 Garching, Germany
- ²¹ Institute of Physics, University of Cologne, Zùlpicher Straße 77, 50937 Cologne, Germany
- ²² Max Planck Institute for Radio Astronomy, Auf dem Hùgel 69, 53121 Bonn, Germany
- ²³ Universidade do Porto, Faculdade de Engenharia, Rua Dr. Roberto Frias, 4200-465 Porto, Portugal
- ²⁴ School of Physics, University College Dublin, Belfield, Dublin 4, Ireland
- ²⁵ Space Telescope Science Institute, Baltimore, MD 21218, USA
- ²⁶ Geneva Observatory, University of Geneva, Chemin des Maillettes 51, 1290 Versoix, Switzerland
- ²⁷ Department of Astronomy, Stockholm University, AlbaNova University Center, 10691 Stockholm, Sweden
- ²⁸ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-StraÙBe 2, 85748 Garching, Germany
- ²⁹ Research School of Astronomy & Astrophysics, Australian National University, ACT 2611, Australia
- ³⁰ Center for Astrophysics | Harvard & Smithsonian, Cambridge, MA 02138, USA
- ³¹ INAF – Osservatorio Astrofisico di Catania, Via S. Sofia 78, 95123 Catania, Italy
- ³² Astronomy Department, University of Michigan, Ann Arbor, MI 48109, USA
- ³³ Cornell Center for Astrophysics and Planetary Science, Department of Astronomy, Cornell University, Ithaca, NY 14853, USA
- ³⁴ Hamburger Sternwarte, Gojenbergsweg 112 21029 Hamburg, Germany
- ³⁵ Institute for Particle Physics and Astrophysics, ETH Zurich, Wolfgang-Pauli-Strasse 27, 8093 Zurich, Switzerland
-
- ¹ IPAG, Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France e-mail: anne-marie.lagrange@univ-grenoble-alpes.fr
- ² LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
- ³ IMCCE – Observatoire de Paris, 77 Avenue Denfert-Rochereau, 75014 Paris, France
- ⁴ Pixyl, 5 Avenue du Grand Sablon, 38700 La Tronche, France
- ⁵ Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK
- ⁶ CRAL, UMR 5574, CNRS, Université de Lyon, Ecole Normale Supérieure de Lyon, 46 Allée d’Italie, 69364 Lyon Cedex 07, France
- ⁷ INAF – Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell’Osservatorio 5, 35122, Padova, Italy
- ⁸ Department of Astronomy, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA
- ⁹ GEPI, Observatoire de Paris, PSL University, CNRS; 5 Place Jules Janssen 92190 Meudon, France
- ¹⁰ Aix-Marseille Univ, CNRS, CNES, LAM, Marseille, France
- ¹¹ Núcleo de Astronomía, Facultad de Ingeniería, Universidad Diego Portales, Av. Ejercito 441, Santiago, Chile
- ¹² STAR Institute/Université de Liège, Liège, Belgium
- ¹³ Max Planck Institute for Astronomy, Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany
- ¹⁴ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

Appendix A: Fits of the RV data

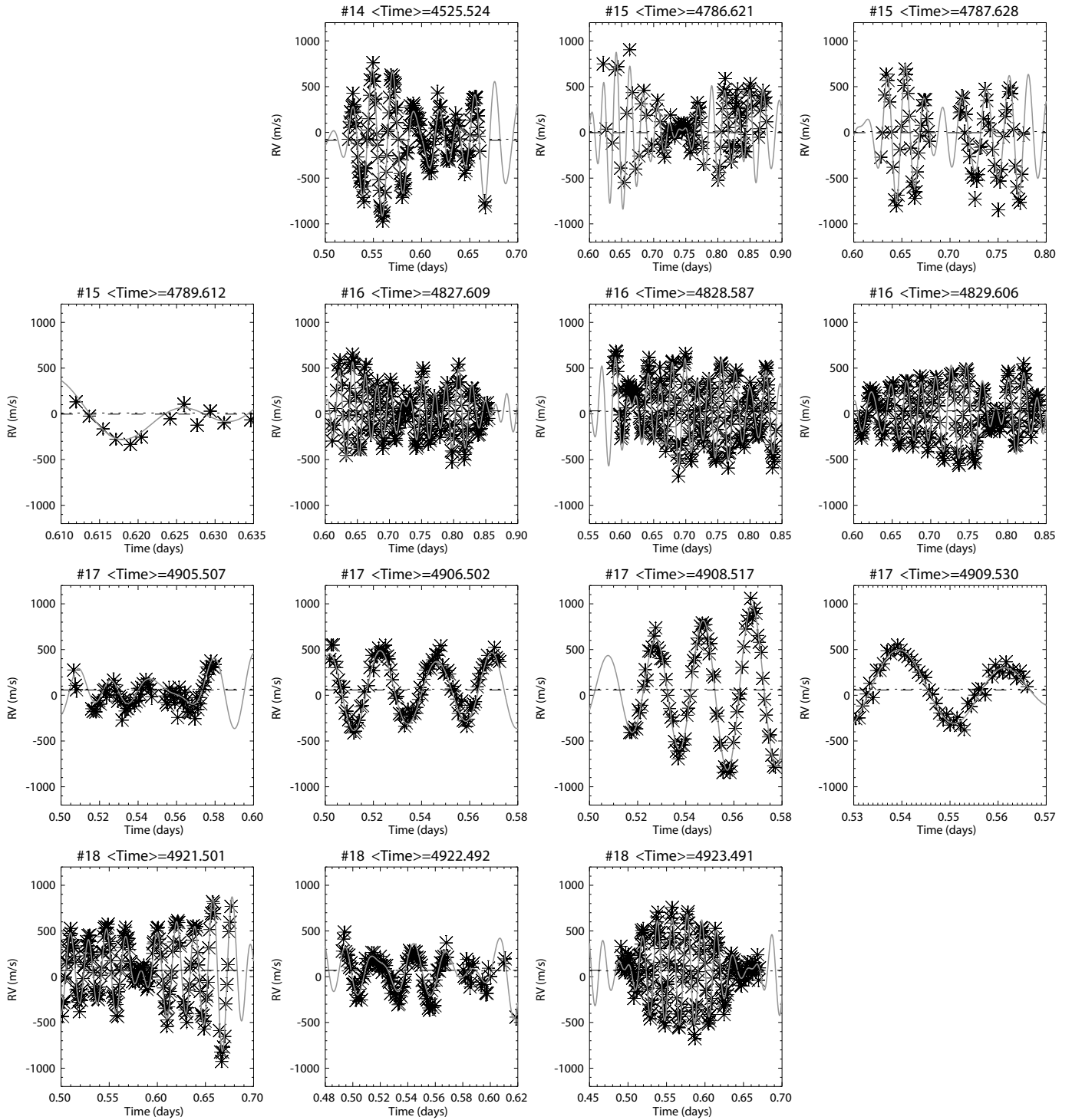


Fig. A.1. Fits of the RV data for each observing epoch. The various epochs of observations are indicated on the top of each figure, with numbers from 14 to 18, as well as the average time over this epoch. We note that sequences with the same number belong to the same epoch and were fitted together.

Appendix B: On the use of HIPPARCOS-*Gaia* data

We used the Template Model Builder (TMB⁸, Kristensen et al. 2016), which implements automatic differentiation (AD), to robustly and quickly solve nonlinear models. This fast method

⁸ <http://www.admb-project.org/>

allowed us to use all the 7000 RV points and to implement an accurate handling of the *Gaia* data. Indeed the *Gaia* DR2 data (Gaia Collaboration 2018) only provides the five astrometric parameters solution obtained assuming a single star model. To simulate how these five parameters are influenced by the configuration of the system, we simulated the *Gaia* observations and its five parameter solution. For each epoch of observation of *Gaia*

(obtained using the DR2 nominal scanning law provided within the *Gaia* auxiliary data⁹), we simulated the reflex motion of the primary due to the presence of the two companions. Knowing, through the scanning law, the scan angle and the parallax factor of each observatoin, we simulated fake intermediate astrometric data (IAD) in the HIPPARCOS way and the five parameter solution was simply derived through a linear least squares solution (e.g., van Leeuwen & Evans 1998). Generating such a solution for each MCMC trial can be cumbersome, but it is quick for the AD method.

To be able to combine the HIPPARCOS IAD of van Leeuwen (2007) with *Gaia* DR2 data, we needed to first put both systems in the same reference frame, in terms of proper motions (Lindgren et al. 2018; Brandt 2018; Kervella et al. 2019) and of the parallax zero point (Arenou et al. 2018). For simplicity in the handling of the HIPPARCOS IAD, we converted the *Gaia* DR2 data to the HIPPARCOS reference system. To derive the rotations, we used the 1 arcsec cone search HIPPARCOS-*Gaia* cross-match described in Marrese et al. (2019) and selected only the HIPPARCOS stars not already known to be binaries (same sample as used in Arenou et al. 2018). We tested that using this full sample and we obtain rotations consistent with Brandt (2018) and Kervella et al. (2019). We found a significant variation of the rotation with magnitude and a smaller one with color. As we do not have enough bright stars in common to select on both magnitude and color, we concentrated only on the main magnitude effect and selected all stars with $G < 5$. We derived the following rotations: the first one is from the proper motion derived from the *Gaia*-HIPPARCOS position difference divided by the ~ 24 -yr baseline (HG) to the HIPPARCOS proper motion system: $\omega_{HG2Hip} = (0.071, -0.142, -0.057)$ with an uncertainty on each of those coefficients of around 0.02; the second one is from the

Gaia DR2 proper motions to the HIPPARCOS ones: $\omega_{Gaia2Hip} = (-0.168, -0.255, -0.126)$ with an uncertainty of 0.03. Similarly, while the global parallax zero point difference between *Gaia* and HIPPARCOS is -0.12 mas (Arenou et al. 2018), it increases for bright stars. We derived for our sample with $G < 5$: $\varpi_G - \varpi_H = 0.086$ mas. We also know that the errors are underestimated in a magnitude-dependant way (Lindgren et al. 2018; Arenou et al. 2018) with an additive term for HIPPARCOS and an inflation factor for *Gaia* (Brandt 2018). Using our bright sample, we derived an additive term of $\sigma = 0.36$ mas and an inflation factor of the *Gaia* errors of 2.1. Those were applied to the covariance matrix of the *Gaia* DR2 to derive the log likelihood of the tested parameters. For TMB code simplicity, we neglected the impact of the Rv of Beta Pic on the position propagation from HIPPARCOS to the *Gaia* epoch (which is of 0.05 mas).

All the parameters were let free without priors. When we did not fit the HIPPARCOS IADs, we fixed the parallax to the HIPPARCOS value. Else the five astrometric parameters derived from our code correspond to the system barycenter at J1991.25. As a default starting point for system parameters, we used those of Table C.3, which are unconstrained and a mutual inclination of Nielsen et al. (2020), the HIPPARCOS values for the five astrometric parameters, and zero for the RV offset $V0$ ¹⁰. We obtained the same results as with the MCMC method within the quoted uncertainties. We also successfully tested the convergence robustness of the TMB method by using the results of the MCMC chains as starting points. From those tests, we conclude that the RVs are fully driving the solution concerning the mass of the components. Adding the HIPPARCOS-*Gaia* constrain does not change the results significantly. The HIPPARCOS-*Gaia* data are consistent with the solutions presented here at the 2σ level.

⁹ <https://www.cosmos.esa.int/web/Gaia/scanning-law-pointings>

¹⁰ We also implemented the possibility to add an additional offset after a given epoch for test purposes.

Appendix C: Additional tables

Table C.1. β Pictoris b HCI relative astrometry.

MJD	Dec (mas)	RA (mas)	Error Dec (mas)	Error RA (mas)	Instrument
52 953.2	340.18	234.19	31.11	31.11	NACO
55 129.2	-256.46	-153.9	19.79	5.66	NACO
55 194.2	-259.43	-163.91	11.31	12.72	NACO
55 296.2	-299.39	-174.05	9.89	9.90	NACO
55 467.2	-330.32	-194.15	15.55	15.55	NACO
55 516.2	-325.27	-208.14	14.14	11.31	NACO
55 517.2	-329.27	-210.15	19.79	18.38	NACO
55 593.2	-349.26	-212.22	14.14	12.72	NACO
55 646.2	-366.25	-215.28	19.79	16.97	NACO
55 872.2	-390.2	-230.36	18.38	19.79	NACO
55 937.2	-386.16	-242.35	19.79	18.38	NACO
56 257.2	-401.19	-233.4	19.79	19.79	NACO
56 324.14	-386.18	-235.35	14.14	14.14	NACO/AGPM
56 999.23	-294.74	-188.44	3.99	4.40	SPHERE IRDIS
57 058.09	-279.85	-178.94	2.81	2.85	SPHERE IRDIS
57 296.34	-219.89	-143.09	2.98	3.14	SPHERE IRDIS
57 356.25	-202.45	-132.93	3.98	4.23	SPHERE IRDIS
57 382.18	-195.71	-130.96	3.31	3.35	SPHERE IRDIS
57 407.12	-190.28	-124.33	2.56	2.66	SPHERE IRDIS
57 474.02	-168.90	-113.69	2.55	2.62	SPHERE IRDIS
57 494.00	-164.80	-110.39	3.57	3.79	SPHERE IRDIS
57 647.38	-116.28	-79.507	3.76	3.81	SPHERE IRDIS
57 675.35	-108.20	-77.605	3.51	3.56	SPHERE IRDIS
57 710.27	-105.18	-77.255	10.29	10.7	SPHERE IRDIS
58 378.20	123.143	69.87	5.00	5.08	SPHERE IRDIS
58 409.38	138.44	77.0	4.04	3.57	SPHERE IRDIS*
58 467.2	154.926	85.93	3.75	4.12	SPHERE IRDIS*
58 790.30	248.71	142.55	2.27	2.16	SPHERE IRDIS*
58 839.19	258.71	153.56	2.57	2.42	SPHERE IRDIS*
58 887.07	272.59	161.00	1.92	1.83	SPHERE IRDIS*
57 058.09	-282.71	-180.52	1.17	1.17	SPHERE IFS
57 296.34	-217.92	-144.90	1.00	1.00	SPHERE IFS
57 356.25	-202.08	-134.32	1.52	1.52	SPHERE IFS
57 382.18	-196.38	-128.07	1.75	1.75	SPHERE IFS
57 407.12	-187.57	-125.10	1.73	1.73	SPHERE IFS
57 474.02	-168.41	-112.57	1.48	1.48	SPHERE IFS
57 494.00	-161.71	-106.79	1.70	1.70	SPHERE IFS
57 647.38	-116.30	-83.45	2.11	2.11	SPHERE IFS
57 675.36	-111.22	-76.58	2.54	2.54	SPHERE IFS
57 710.25	-83.45	-63.92	4.73	4.73	SPHERE IFS
58 378.35	127.13	68.54	2.92	2.92	SPHERE IFS
58 409.31	135.05	74.61	1.64	1.64	SPHERE IFS*
58 467.19	152.36	85.57	1.22	1.22	SPHERE IFS*
58 552.99	183.03	105.93	1.59	1.59	SPHERE IFS*
58 790.30	246.24	143.83	1.07	1.07	SPHERE IFS*
58 839.20	259.87	151.25	1.17	1.17	SPHERE IFS*
58 887.07	270.94	159.91	0.94	0.94	SPHERE IFS*

Notes. The * indicates new, unpublished data thus far.

Table C.2. β Pictoris b GRAVITY relative astrometry.

MJD	Δ RA (mas)	Δ Dec (mas)	σ_{Δ RA (mas)	σ_{Δ Dec (mas)	ρ
58 383.375	68.475	126.340	0.046	0.059	-0.725
58 738.267*	135.403	232.840	0.854	0.094	-0.786
58 796.170*	145.514	248.589	0.108	0.045	-0.823
58 798.356*	145.649	249.210	0.030	0.099	-0.352
58 855.053*	155.476	264.292	0.128	0.292	-0.447
58 855.198*	155.276	264.505	0.053	0.132	-0.278
58 889.139*	160.954	273.418	0.055	0.146	-0.549

Notes. The coefficient ρ is the correlation between the error in RA and in Dec. The covariance matrix can be reconstructed using σ_{Δ RA² and σ_{Δ Dec² on the diagonal, and $\rho\sigma_{\Delta$ RA σ_{Δ Dec off-diagonal. The * indicates new, unpublished data thus far.

Table C.3. RV offsets and errorbars (sRV).

JDB -2 454 000	RV offsets (m s ⁻¹)	error (m s ⁻¹)
544.40	-79	34
780.71	-57	56
799.71	-68	41
829.66	-201	40
851.32	-148	44
913.54	-91	48
1131.79	6	40
1170.70	4	57
1519.79	31	47
1566.70	145	33
1597.62	76	38
2569.81	126	45
2583.38	115	38
2685.70	30	56
2694.56	102	43
2707.08	189	44
2985.24	-6	36
3344.74	-154	59
3668.00	111	40
3712.63	127	27
3770.45	78	16
3849.51	151	40
4007.84	3	35
4037.19	38	7
4064.77	-65	33
4094.64	-32	7
4207.68	-34	10
4233.60	-72	12
4525.58	-87	18
4787.42	-2	9
4828.73	32	5
4907.33	56	15
4922.58	69	8

Table C.4. Posteriors of MCMC fittings (see text).

	a_b (au)	P_b (yr)	e_b	i_b (deg)	Ω_b (deg)	ω_b (deg)	Tp_b (yr)	M_b (M_{Jup})
	a_c (au)	P_c (yr)	e_c	i_c (deg)	Ω_c (deg)	ω_c (deg)	Tp_c (yr)	M_c (M_{Jup})
	(M_*)	(d)	V0 (km s ⁻¹)					
NIRDIFS	$\simeq 9.0$ (p) $\simeq 1.77$ (p)	$\simeq 20.3$ (p)	$\simeq 0.01$ (p)	88.94 ± 0.04	-148.31 ± 0.06	$\simeq 47$ (p)	$\simeq 8.7$ (p)	
NIRDIFS-GRAV	9.80 ± 0.04 1.835 ± 0.04	22.6 ± 0.35	0.08 ± 0.01	88.99 ± 0.01	-148.26 ± 0.02	20.4 ± 6	7.2 ± 0.4	
NIRDIFS-GRAV-RV	9.76 ± 0.04	22.9 ± 0.25	0.09 ± 0.01	89.01 ± 0.01	-148.24 ± 0.02	14.3 ± 5	6.77 ± 0.3	11.1 ± 0.8
bc-corr, MG14	2.68 ± 0.02 1.78 ± 0.03	3.0 ± 0.02 19.4 ± 0.02	0.27 ± 0.06 -0.016 ± 0.004	89.01 ± 0.01	-148.24 ± 0.02	-71.9 ± 13.8	3.01 ± 0.6	7.8 ± 0.4

Notes. Here, we indicate the mean \pm stdev when the distribution is Gaussian, or, otherwise, the position of the peak (noted “(p)”). Tp , expressed in yr, corresponds to the time of periastron passage since JDB = 2 454 000.

4 Étude du sodium dans l'atmosphère de WASP 127 b

WASP 127 b est une planète qui fut découverte à la fois par la méthode des transits et par la méthode des vitesses radiales (Lam et al. 2017). Elle est la planète la plus enflée connue à ce jour, son rayon est supérieur à celui de Jupiter, tandis que sa masse vaut 3.3 fois la masse de Neptune (Lam et al. 2017). Par la suite, la détection de sodium dans son atmosphère a été annoncée par Žák et al. (2019).

Seidel et al. (2020) ont étudié les transits de WASP 127 b en photométrie et en spectroscopie. Ils ont pu déterminer, grâce aux transits en spectroscopie, que la détection de sodium annoncée par Žák et al. (2019) était un faux-positif, l'étoile comportant une émission de sodium au fond de sa raie d'absorption.

J'ai effectué l'observation avec HARPS de l'un des transits en spectroscopie analysé dans cette étude.

La première page de l'article de Seidel et al. (2020) présentant cette analyse est reproduite ci-dessous.

Hot Exoplanet Atmospheres Resolved with Transit Spectroscopy (HEARTS)[★]

VI. Non-detection of sodium with HARPS on the bloated super-Neptune WASP-127b

J. V. Seidel¹, M. Lendl¹, V. Bourrier¹, D. Ehrenreich¹, R. Allart¹, S. G. Sousa², H. M. Cegla^{1,3}, X. Bonfils⁴, U. Conod⁵, A. Grandjean⁴, A. Wyttenbach⁴, N. Astudillo-Defru⁶, D. Bayliss³, Kevin Heng⁷, B. Lavie¹, C. Lovis¹, C. Melo⁸, F. Pepe¹, D. Ségransan¹, and S. Udry¹

¹ Observatoire astronomique de l'Université de Genève, chemin des Maillettes 51, 1290 Versoix, Switzerland

² Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, Universidade do Porto, CAUP, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal

³ Department of Physics, University of Warwick, CV4 7AL Coventry, UK

⁴ Université Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

⁵ Department of Physics and Astronomy, University of British Columbia, 6224 Agricultural Road, Vancouver, BC, Canada

⁶ Departamento de Matemática y Física Aplicadas, Universidad Católica de la Santísima Concepción, Alonso de Rivera 2850, Concepción, Chile

⁷ University of Bern, Center for Space and Habitability, Gesellschaftsstrasse 6, CH-3012, Bern, Switzerland

⁸ European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Vitacura, Región Metropolitana, Chile

November 3, 2020

ABSTRACT

WASP-127b is one of the puffiest exoplanets found to date, with a mass of only 3.4 Neptune masses, but a radius larger than that of Jupiter. It is located at the border of the Neptune desert, which describes the lack of highly irradiated Neptune-sized planets, and which remains poorly understood. Its large scale height and bright host star make the transiting WASP-127b a valuable target to characterise in transmission spectroscopy. We used combined EulerCam and TESS light curves to recalculate the system parameters. Additionally, we present an in-depth search for sodium in four transit observations of WASP-127b, obtained as part of the Hot Exoplanet Atmosphere Resolved with Transit Spectroscopy (HEARTS) survey with the High Accuracy Radial velocity Planet Searcher (HARPS) spectrograph. Two nights from this dataset were analysed independently by another team. The team claimed a detection of sodium that is incompatible with previous studies of data from both ground and space. We show that this strong sodium detection is due to contamination from telluric sodium emissions and the low signal-to-noise ratio in the core of the deep stellar sodium lines. When these effects are properly accounted for, the previous sodium signal is reduced to an absorption of $0.46 \pm 0.20\%$ (2.3σ), which is compatible with analyses of WASP-127b transits carried out with other instruments. We can fit a Gaussian to the D2 line, but the D1 line was not detected. This indicates an unusual line ratio if sodium exists in the atmosphere. Follow-up of WASP-127 at high resolution and with high sensitivity is required to firmly establish the presence of sodium and analyse its line shape.

Key words. Planetary Systems – Planets and satellites: atmospheres, individual: WASP-127b – Techniques: spectroscopic – Instrumentation: spectrographs – Methods: observational

1. Introduction

Our knowledge of the exoplanet population has increased significantly over the last few years, with thousands of detected exoplanets for a wide range of masses, sizes, and system architectures, some of which are not found in our Solar System. Despite these advances and the consensus that exoplanets are ubiquitous in our Galaxy (Cassan et al. 2012; Dressing & Charbonneau 2013; Wright et al. 2012; Howard 2013; Batalha et al. 2013), the study of atmospheric composition and structure of exoplanets is still in its early days.

One of the more important features of the currently known exoplanet population is the so-called Neptune desert, a dearth of

highly irradiated planets in the size range of Neptune (Lecavelier Des Etangs 2007; Mazeh et al. 2016). This feature is not due to observational bias; these planets should be easily accessible from both space and the ground. A proposed explanation of the Neptune desert is that these planets do not survive the photo-evaporation that is driven by their host stars (Owen & Lai 2018; Owen 2019; Ehrenreich et al. 2015; Bourrier et al. 2018).

The radius of one of the planets in the Neptune desert, WASP-127b (discovered by the WASP-South survey, Lam et al. 2017), is comparable to that of Jupiter, but it has a super-Neptune mass, making it one of the puffiest planets to date. WASP-127b is shown in the mass-insolation space in Figure 1. Additionally, its comparatively large radius for a planet of a similar mass cannot be explained by the standard coreless model (see Fortney et al. 2007).

[★] Based on observations made at ESO 3.6 m telescope (La Silla, Chile) under ESO programmes 098.C-0306 and 100.C-0750 (PI Ehrenreich).