



HAL
open science

Planètes et naines brunes autour d'étoiles chaudes.

Franck Galland

► **To cite this version:**

Franck Galland. Planètes et naines brunes autour d'étoiles chaudes.. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2006. Français. NNT: . tel-00108982v2

HAL Id: tel-00108982

<https://theses.hal.science/tel-00108982v2>

Submitted on 3 Nov 2006

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.

PLANÈTES ET NAINES BRUNES AUTOUR D'ÉTOILES CHAUDES

THÈSE

présentée par

Franck GALLAND

(Grenoble, France)

le mercredi 5 juillet 2006

pour obtenir le titre de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Discipline : ASTROPHYSIQUE ET MILIEUX DILUÉS

DOCTEUR ÈS SCIENCES, UNIVERSITÉ DE GENÈVE

Mention : ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE

COMPOSITION DU JURY :

Mme Claudine KAHANE	Présidente
M. Eduardo MARTIN	Rapporteur
M. Alfred VIDAL-MADJAR	Rapporteur
M. Tsevi MAZEH	Examineur
Mme Anne-Marie LAGRANGE	Directrice de thèse
M. Michel MAYOR	Co-Directeur de thèse

PLANÈTES ET NAINES BRUNES AUTOUR D'ÉTOILES CHAUDES

THÈSE

présentée par

Franck GALLAND

(Grenoble, France)

le mercredi 5 juillet 2006

pour obtenir le titre de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Discipline : ASTROPHYSIQUE ET MILIEUX DILUÉS

DOCTEUR ÈS SCIENCES, UNIVERSITÉ DE GENÈVE

Mention : ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE

COMPOSITION DU JURY :

Mme Claudine KAHANE	Présidente
M. Eduardo MARTIN	Rapporteur
M. Alfred VIDAL-MADJAR	Rapporteur
M. Tsevi MAZEH	Examineur
Mme Anne-Marie LAGRANGE	Directrice de thèse
M. Michel MAYOR	Co-Directeur de thèse

Reproduction de la thèse soutenue :

- A - Thèse pouvant être reproduite en l'état
- B - Thèse ne pouvant être reproduite
- C - Thèse pouvant être reproduite **APRES CORRECTIONS SUGGEREES**
au cours de la soutenance.

Signature du Président du Jury

C. KAHANE

Genève :

La Faculté des sciences, sur le préavis de Monsieur M. MAYOR, professeur ordinaire (Département d'astronomie) et Madame A.-M. LAGRANGE, professeur (Université Joseph Fourier – Laboratoire d'astrophysique de l'Observatoire de Grenoble – Grenoble, France) codirecteurs de thèse, Madame C. KAHANE, professeur (Université Joseph Fourier – Laboratoire d'astrophysique de l'Observatoire de Grenoble - Grenoble, France), Messieurs T. MAZEH, professeur (School of Physics and Astronomy – Tel-Aviv, Israël), A. VIDAL-MADJAR, professeur (Institut d'Astrophysique – Paris, France) et E. MARTIN, professeur (Institut d'Astrophysique des Canaries – Tenerife, Espagne), autorise l'impression de la présente thèse, sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont énoncées.

Genève, le 12 juillet 2006

Thèse - 3780 -

P. Spierer

Le Doyen, Pierre SPIERER

Un grand merci :

à Sandrine pour son amour,

à mes parents et mes frères pour leur affection,

à mes amis pour leur soutien,

*à Anne-Marie, Stéphane, Jean-Luc, Francesco, Michel,
Guillaume, Gaël, Alain et tous ceux qui m'ont aidé,*

dans cette grande aventure !

Résumé

La recherche de planètes extrasolaires est une quête de nouveaux mondes, avec à la clé la découverte de la vie ailleurs que dans le Système Solaire. A l'heure actuelle, plus de 180 exoplanètes ont été détectées, essentiellement autour d'étoiles de type solaire ou plus tardif. Cette thèse s'insère dans cette quête. Elle se focalise sur la recherche de compagnons de faible masse autour d'étoiles chaudes, autrement dit de planètes extrasolaires et de naines brunes autour d'étoiles naines de type spectral A et F, plus précoces que les étoiles autour desquelles s'effectuait cette recherche avant le début de ma thèse.

Au cours de ces années, j'ai développé une nouvelle méthode de mesure de vitesses radiales, que j'ai testée puis appliquée lors de recherches systématiques de planètes et naines brunes autour d'étoiles A et F, et qui a abouti pour le moment à la découverte de deux planètes (et la confirmation d'une troisième) et d'une naine brune, comme je l'exposerai dans ce manuscrit. Nous verrons également l'application de cette méthode au cas de β Pictoris, autour de laquelle un disque est connu depuis plus de vingt ans. Cette méthode, indirecte, consiste à détecter et mesurer un décalage périodique des spectres de l'étoile, puis à le traduire en termes de vitesse par rapport à l'observateur (effet Doppler-Fizeau). L'amplitude des vitesses radiales est d'autant plus grande que le compagnon est massif et situé proche de son étoile-hôte (courte période des variations de vitesse). Parmi les étoiles étudiées, de type spectral A0V à F7V, une partie se trouve à l'intersection de la Séquence Principale et de la Bande d'Instabilité, avec comme conséquence la présence importante de pulsations, qui influent sur les vitesses radiales mesurées. Par ailleurs, certaines étoiles ont une activité magnétique engendrant des taches à la surface de l'étoile, qui influent aussi sur les vitesses radiales mesurées. J'ai donc également développé des méthodes pour identifier les cas où la variation des vitesses radiales est due à la présence de pulsations ou de taches, voire pour détecter et caractériser la présence d'un compagnon dans le cas où l'amplitude de variation des vitesses due à des pulsations est inférieure ou de l'ordre de celle due au compagnon.

J'ai aussi conduit cette recherche avec une autre méthode, l'imagerie directe à haute résolution angulaire. Complémentaire de la précédente, elle est plus sensible aux compagnons situés loin de l'étoile-hôte. J'ai mis en évidence de nombreux candidats naines brunes, comme nous le verrons, mais le lien avec leur étoile-hôte devra être confirmé avec d'autres mesures.

J'exposerai les résultats obtenus avec ces deux méthodes, puis je dégagerai de premières tendances quant à l'existence et aux propriétés des planètes et naines brunes autour des étoiles naines A et F.

Summary

The search for extrasolar planets is a quest of new worlds, with the discovery of life in other places than in the Solar System. Nowadays, more than 180 exoplanets have been detected, essentially around solar and later type stars. My thesis takes part of this quest. It focuses on the search for low mass companions around hot stars, namely extrasolar planets and brown dwarfs around A and F dwarf stars, earlier than the stars around which this search occurred before the beginning of my thesis.

During these years, I developed a new method for radial-velocity measurements. I tested and applied it in the frame of a survey looking for exoplanets and brown dwarfs around A and F type stars. At the moment, this survey led to the detection of two planets (and the confirmation of a third one) and one brown dwarf, as I will develop in this manuscript. We will also see the application of this method to the case of β Pictoris, around which a disk is known for more than twenty years. This indirect method consists in measuring a periodic shift of the star spectra, and then to translate it into radial velocities (Doppler-Fizeau effect). The amplitude of the radial velocities is larger when the companion is more massive and located closer to the hosting star (short radial-velocity period). A part of the studied stars (with spectral type between A0V and F7V) belongs to the intersection between the Main Sequence and the Instability Strip; as a consequence, a lot of them undergo pulsations that have an influence on the radial velocities measured. Besides, some of the stars undergo a magnetic activity which creates some spots on the stellar surface, that also have an influence on the radial velocities measured. I then also developed methods to identify the cases where the radial-velocity variation is due to pulsations or spots, and even to detect and characterize the presence of a companion when the amplitude of the radial-velocity variation due to pulsations is larger than the one due to the companion.

Besides, I also performed this search with another method, the direct imaging at high angular resolution. Complementary to the radial-velocity method, this one is more sensitive to companions located far from the hosting star. I enhanced several brown dwarf companion candidates, as we will see, but the link with their hosting star will have to be confirmed with other measurements so as to study the compatibility with their proper motions.

I will give the results obtained with these two methods, and I will draw first trends dealing with the existence and the properties of planets and brown dwarfs around A and F dwarf stars.

Table des matières

Introduction	1
1 A la recherche d'exoplanètes et de naines brunes	7
1.1 De nouveaux mondes	7
1.2 Caractéristiques physiques accessibles	8
1.3 Les méthodes de détection employées	13
1.3.1 Les vitesses radiales	14
1.3.2 L'astrométrie	18
1.3.3 Les pulsars millisecondes	18
1.3.4 L'imagerie directe	19
1.3.5 La photométrie : transits	21
1.3.6 Les microlentilles gravitationnelles	24
1.4 Propriétés statistiques des planètes détectées	26
1.4.1 Statistique de l'existence de planètes	26
1.4.2 Existence de planètes et métallicité de l'étoile-hôte	26
1.4.3 Distribution des masses des planètes	27
1.4.4 Distribution des périodes. Relation masse-période	28
1.4.5 Relation masse-période des planètes à transit	30
1.4.6 Distribution des excentricités. Relation excentricité-période	30
1.4.7 Les systèmes planétaires multiples	32
1.4.8 Influence de la multiplicité de l'étoile-hôte	32
1.4.9 Influence de la masse de l'étoile-hôte. Cas des naines F	32
1.5 Propriétés des naines brunes détectées	35
1.6 Scénarios de formation	37
1.6.1 Formation planétaire essentiellement par accrétion	37
1.6.2 Influence de la masse de l'étoile-hôte : cas des naines F	41
1.6.3 Formation des naines brunes	44
1.7 Recherche autour de naines A-F : spectroscopie, imagerie	46
1.7.1 Propriétés caractéristiques des naines A-F	46
1.7.2 Enjeux, difficultés	50
1.7.3 Échantillon	52

2	Une nouvelle méthode de mesure de vitesses radiales	59
2.1	Description de la méthode	59
2.2	Mise en pratique	61
2.2.1	Obtention de spectres déblazés	62
2.2.2	Correction des pixels défectueux	62
2.2.3	Calibration en longueur d'onde, correction barycentrique	64
2.2.4	Ré-échantillonnage	64
2.2.5	Construction de la référence	66
2.2.6	Correction des pixels défectueux restants	67
2.2.7	Détermination du choix des plages	67
2.2.8	Fréquences de coupure	68
2.2.9	Calcul des vitesses radiales	73
2.2.10	Interface graphique ; SAFIR	75
2.3	Validations	77
2.3.1	Spectres-test	77
2.3.2	Étoiles déjà étudiées	83
2.4	Performances : limites de détection	84
	<i>Publication I. Performances of radial velocity measurements, first analyses of variations.</i>	87
3	Phénomènes perturbant les vitesses radiales	101
3.1	Étude du profil des raies	101
3.1.1	Fonction de corrélation croisée numérique	101
3.1.2	Fonction "d'auto-corrélation"	102
3.1.3	Courbe de χ^2	102
3.1.4	Bissecteurs	103
3.1.5	Illustration avec des spectres-test	103
3.1.6	Cas de profils de raies variables	106
3.2	Origines intrinsèques de la variation du profil des raies	107
3.2.1	La granulation	107
3.2.2	L'activité magnétique	107
3.2.3	Les pulsations	113
3.3	Binaires spectroscopiques	121
3.4	Démêlement entre compagnon et phénomène intrinsèque	123
	<i>Publication IV. A candidate brown dwarf around the A9V pulsating star HD 180777.</i>	127
4	Recherches autour de naines A-F en vitesses radiales	139
4.1	Observations	139
4.1.1	Instruments utilisés	139
4.1.2	Stratégie d'observation avec ELODIE, à l'OHP	141

4.1.3	Stratégie d'observation avec HARPS, à La Silla	142
4.1.4	Observations effectuées	142
4.1.5	Mesure des vitesses radiales	143
4.2	Variabilité en vitesses radiales des étoiles observées	144
4.2.1	Variations de vitesse radiale	144
4.2.2	Bilan de la variabilité en vitesses radiales	144
4.3	Caractérisation des candidats compagnons confirmés	146
4.3.1	Planètes caractérisées avec ELODIE	146
4.3.2	Naine brune caractérisée avec ELODIE	147
4.3.3	Binaires caractérisées avec ELODIE	147
4.3.4	Candidats détectés avec HARPS	156
4.3.5	Tendance générale	157
4.4	Taux de non détection	157
	<i>Publication II. A planet found with ELODIE around the F6V star HD 33564.</i>	165
5	Étude en vitesses radiales d'étoiles à disque	173
5.1	Cas de β Pictoris	173
5.1.1	Mesures effectuées avec CORALIE	173
5.1.2	Mesures effectuées avec HARPS	176
5.2	Autres étoiles à disque	179
	<i>Publication III. β Pictoris : looking for planets, finding pulsations.</i>	183
6	Recherches autour de naines A-F en imagerie directe	193
6.1	Instruments, méthodes de réduction et d'analyse	193
6.1.1	PUEO-KIR au CFHT	194
6.1.2	NAOS-CONICA au VLT	196
6.1.3	Modèles utilisés	197
6.1.4	Limites de détection	198
6.2	Observations au CFHT	201
6.2.1	Stratégie d'observation	201
6.2.2	Observations effectuées	201
6.2.3	Résultats obtenus	203
6.3	Observations au VLT	208
6.3.1	Stratégie d'observation	208
6.3.2	Observations effectuées	208
6.3.3	Résultats obtenus	209
6.4	Bilan	212
	Conclusions et perspectives	217

Bibliographie	223
Glossaire	230
A Démonstrations pour le calcul des vitesses radiales	235
B Estimation de la métallicité	271

Table des figures

1.1	Relation masse-rayon observationnelle.	9
1.2	Description d'une orbite	10
1.3	Spectre synthétique de la Terre	12
1.4	Vitesses radiales de l'étoile 51 Peg	14
1.5	Construction de la fonction de corrélation entre un spectre et un masque binaire	17
1.6	Spectre modélisé de la lumière émise et réfléchi par une planète	19
1.7	Image de 2MASSW J1207334-393254 et de son compagnon	20
1.8	Vitesses radiales et photométrie du transit de HD 209458	23
1.9	Illustration d'un événement microlentille	24
1.10	Distribution des masses des compagnons d'étoiles de type solaire	28
1.11	Relation masse-période	29
1.12	Diagramme masse-période des 9 exoplanètes avec transit.	30
1.13	Diagramme excentricité - période	31
1.14	Diagrammes masse-période et excentricité-période des étoiles F à planète	34
1.15	Image coronographique de Gliese 229 B	35
1.16	Composition d'un disque protoplanétaire	38
1.17	Disques autour de β Pictoris, HD 141569 et HR 4796	41
1.18	Distribution des masses et séparation des planètes formées.	43
1.19	Formation de naines brunes par éjection de coeurs sub-stellaires	44
1.20	Position des étoiles naines A-F dans le diagramme H.R.	47
1.21	Effet du type spectral et de $v \sin i$ sur les spectres stellaires	50
1.22	Sélection en volume des étoiles de l'échantillon.	52
1.23	Appartenance des étoiles sélectionnées à la Séquence Principale.	53
2.1	Schéma récapitulatif du calcul des vitesses radiales.	61
2.2	Illustration du déblazage des spectres	62
2.3	Nettoyage des spectres	63
2.4	Variation de la courbe de blaze	63
2.5	Validation du ré-échantillonnage (1)	65
2.6	Validation du ré-échantillonnage (2)	66
2.7	Validation du ré-échantillonnage (3)	66
2.8	Illustration du choix des plages	68

2.9	Détermination des fréquences de coupure (1)	71
2.10	Détermination des fréquences de coupure (2)	72
2.11	Calcul des vitesses radiales : minimisation du χ^2	73
2.12	Histogramme des vitesses par point de fréquence	74
2.13	Exemple de vitesses radiales calculées	74
2.14	Interface pour l'utilisation des programmes développés (calculs).	75
2.15	Interface pour l'utilisation des programmes développés (analyse).	76
2.16	Test du calcul des vitesses (spectres-test)	79
2.17	Résistance du calcul des vitesses à la pollution d'une autre étoile	80
2.18	Résistance du calcul des vitesses à la variation de la courbe de blaze	81
2.19	Influence du nombre de spectres dans la référence et de S/B sur ϵ_{vr}	83
2.20	Validation du calcul des vitesses : étoile standard	83
2.21	Validation du calcul des vitesses : étoile à planète	84
2.22	Précision obtenue en fonction de $v \sin i$ et du type spectral	85
2.23	Masses limites détectables en fonction de $v \sin i$ et du type spectral	86
3.1	Exemple de CCF et de bissecteur, cas général	103
3.2	Outils de diagnostic de variations du profil de raie, spectres-test.	104
3.3	Outils de diagnostic de variations du profil de raie, spectres-test.	105
3.4	Exemple de raie en émission dans la raie du Ca K	108
3.5	Effet d'une tache sur le profil des raies	109
3.6	Exemple de CCF et de bissecteur, étoile active (1)	110
3.7	Exemple de CCF et de bissecteur, étoile active (2)	111
3.8	Outils de diagnostic de variations du profil de raie, étoile active.	112
3.9	Position des δ Scuti et γ Dor dans le diagramme H.R.	115
3.10	Modélisation du bissecteur résultant de pulsations	116
3.11	Exemple de CCF et de bissecteur, étoile pulsante (1)	118
3.12	Exemple de CCF et de bissecteur, étoile pulsante (2)	119
3.13	Outils de diagnostic de variations du profil de raie, étoile pulsante.	120
3.14	CCFs pour une étoile binaire spectroscopique	121
3.15	Propriétés de la CCF pour les étoiles binaires spectroscopiques	121
3.16	Diagnostic de variations du profil de raie, étoile SB2.	122
3.17	Démêlement entre compagnon et phénomène intrinsèque, décalage spectral. . .	123
3.18	Démêlement entre compagnon et phénomène intrinsèque, déformations spectrales. .	124
3.19	Démêlement entre compagnon et phénomène intrinsèque, périodogramme. . .	125
3.20	Diagnostic de variations du profil de raie, étoile pulsante avec naine brune. . .	126
4.1	Description des spectrographes ELODIE et HARPS	140
4.2	Histogrammes des nombres de mesures obtenues avec ELODIE et HARPS . . .	143
4.3	Variabilité en vitesse : écart-types divisés par les incertitudes de mesure . . .	144
4.4	Exemple de CCF et de bissecteur, étoile à planète (1)	148

4.5	Ajustement Képlérien des vitesses pour l'étoile à planète HD 33564.	149
4.6	Outils de diagnostic de variations du profil de raie, étoile à planète.	150
4.7	Exemple de CCF et de bissecteur, étoile à planète (2)	151
4.8	Ajustement Képlérien des vitesses pour une étoile F4V.	152
4.9	Ajustement Képlérien des vitesses pour l'étoile à planète HD 120136 (Tau Boo).	153
4.10	Ajustement Képlérien des vitesses pour l'étoile à planète HD 180777.	154
4.11	Ajustements Képlériens des vitesses des binaires HD 43378 et HD 48097	155
4.12	Ajustement Képlérien des vitesses d'étoiles A observées avec HARPS.	156
4.13	Ajustement Képlérien des vitesses d'étoiles F observées avec HARPS.	157
4.14	Illustration du calcul des limites de détection en vitesses radiales	158
4.15	Exemples de limites de détection en vitesses radiales	159
4.16	Histogramme des planètes exclues (étoiles A plus précoces que A3V)	162
4.17	Histogramme des planètes exclues (étoiles A plus tardives que A3V)	163
4.18	Histogramme des planètes exclues (étoiles F)	164
5.1	β Pictoris : vitesses radiales et périodogramme (CORALIE)	174
5.2	Recherche d'une corrélation entre les VR et la masse d'air, T, P, humidité	175
5.3	β Pictoris : vitesses radiales et périodogramme (HARPS)	177
5.4	β Pictoris : périodogramme haute fréquence	178
5.5	β Pictoris : domaine d'exclusion	179
5.6	HD 100546 : vitesses radiales, diagramme d'exclusion.	180
5.7	HD 109573 : vitesses radiales, diagramme d'exclusion.	180
5.8	HD 141569 : vitesses radiales, diagramme d'exclusion.	181
5.9	Véga : vitesses radiales, diagramme d'exclusion.	181
6.1	Schéma de principe de l'optique adaptative	194
6.2	Prédictions des modèles évolutifs	197
6.3	Limites de détection en imagerie.	199
6.4	Limites de détection attendues avec PUEO	200
6.5	Candidats compagnons avec PUEO au CFHT (1)	206
6.6	Candidats compagnons avec PUEO au CFHT (2)	207
6.7	Candidats compagnons avec NACO au VLT	211
6.8	Positions de 4 CCs dans un diagramme H-K	213

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques accessibles et détections suivant différentes méthodes.	13
1.2	Etoiles à planète, cas des naines de type spectral F.	33
1.3	Etoiles à planète, cas des étoiles géantes.	34
1.4	Caractéristiques physiques des étoiles naines de type spectral B8V à M8V. . .	46
1.5	Vitesses de rotation moyennes des étoiles A-F.	48
1.6	Echantillon (Ia) d'étoiles naines A-F pour des recherches systématiques. . . .	55
2.1	Validation du calcul des vitesses : spectres-test, décalage constant	78
2.2	Validation du calcul des vitesses : spectres-test, décalage variable	78
4.1	Etoiles naines A-F observées avec ELODIE et HARPS	142
4.2	Bilan des recherches systématiques avec ELODIE et HARPS	145
4.3	Paramètres du meilleur ajustement Képlérien pour HD 33564.	149
4.4	Paramètres du meilleur ajustement Képlérien pour une étoile F4V.	152
4.5	Paramètres du meilleur ajustement Képlérien pour HD 120136 (Tau Boo). . .	153
4.6	Paramètres du meilleur ajustement Képlérien pour HD 180777.	154
4.7	Paramètres du meilleur ajustement Képlérien pour HD 43378 et HD 48097 . .	155
4.8	Masses planétaires exclues autour de toutes les étoiles de l'échantillon Ia . . .	160
4.9	Masses planétaires exclues autour des étoiles A (Ia) plus précoces que A3V . .	161
4.10	Masses planétaires exclues autour des étoiles A (Ia) plus tardives que A3V . .	161
4.11	Masses planétaires exclues autour des étoiles F de l'échantillon Ia	161
6.1	Filtres utilisés au CFHT.	195
6.2	Poses effectuées avec PUEO au CFHT.	201
6.3	Poses effectuées avec PUEO au CFHT (suite).	202
6.4	Poses effectuées avec PUEO au CFHT (suite).	203
6.5	Candidats compagnons obtenus avec PUEO au CFHT.	204
6.6	Candidats compagnons obtenus avec PUEO au CFHT (suite).	205
6.7	Poses effectuées avec NACO au VLT.	208
6.8	Poses effectuées avec NACO au VLT (suite).	209
6.9	Candidats compagnons obtenus avec NACO au VLT.	210
B.1	Raies de FeI et FeII sélectionnées pour la mesure de métallicité	272

Introduction

Cette thèse s’insère dans le cadre de la recherche de planètes extrasolaires, en se focalisant sur les planètes et naines brunes autour d’étoiles naines de type spectral A et F.

Depuis 1995, plus de 180 planètes ont été découvertes lors de recherches systématiques en vitesses radiales ¹. Ces recherches se sont essentiellement focalisées sur les étoiles de type spectral plus tardif que F, du fait de leur grand nombre de raies, de surcroît peu élargies par rotation. Les étoiles plus massives n’avaient pas fait l’objet de telles recherches jusqu’à récemment, car elles présentent peu de raies, généralement élargies par de grandes vitesses de rotation (typiquement 100-200 km/s pour les étoiles de type A), et qui se superposent fréquemment. On pensait généralement que la méthode des vitesses radiales ne pouvait pas s’appliquer à ces objets. De fait, la méthode classique de corrélation de chaque spectre avec un masque binaire n’aboutit pas à des résultats satisfaisants pour ces étoiles.

Cependant, connaître la présence de planètes ou de naines brunes autour de tels objets revêt un caractère fondamental, car cela permettrait de comparer les statistiques et les caractéristiques de la formation de planètes et de naines brunes autour d’étoiles “massives” et peu massives. Nous savons déjà que les disques autour de ces deux types d’objets sont différents en termes de propriétés à des âges similaires : les disques de TTauri âgées de quelques millions d’années paraissent moins évolués que ceux autour d’étoiles massives d’âge similaire, comme HD 141569 ou HR 4796, ce qui tend à montrer que ces disques, tout comme leur étoile parente, évoluent plus rapidement (Lagrange & Augereau 2004). Probabilité et échelle de temps de formation doivent faire l’objet d’investigations et de comparaisons.

Dans le premier chapitre sont exposées les méthodes de détection employées jusqu’à présent et les propriétés des planètes et naines brunes détectées, en lien avec les scénarios de formation existants. Les spécificités des étoiles naines A et F sont également abordées.

En utilisant une nouvelle méthode de mesure de vitesses radiales, nous avons effectué une étude de faisabilité puis des recherches systématiques de compagnons de faible masse autour d’un échantillon d’étoiles naines de type spectral A et F limité en volume, avec les spectrographes ELODIE (hémisphère nord) et HARPS (hémisphère sud), en collaboration entre le Laboratoire d’Astrophysique de Grenoble et l’Observatoire de Genève. La méthode utilisée consiste à réaliser la corrélation, dans l’espace de Fourier, entre chaque spectre et une référence

¹Jean Schneider, <http://www.obspm.fr/encycl/cat1.html>

construite en sommant chacun des spectres, spécifiques de l'étoile étudiée. Cette étude permet ainsi d'étendre pour la première fois la connaissance des planètes et des naines brunes autour d'étoiles plus précoces que F7V.

Dans le deuxième chapitre est expliquée cette méthode de mesure de vitesses radiales que j'ai développée, testée puis appliquée lors de ces recherches systématiques de planètes et naines brunes autour d'étoiles A et F.

Une partie des étoiles étudiées se trouve à l'intersection de la Séquence Principale et de la Bande d'Instabilité, avec comme conséquence la présence importante de pulsations qui influent sur les vitesses radiales mesurées. De plus, l'activité magnétique, bien que plus faible que dans le cas des étoiles de type solaire, peut engendrer des taches à la surface de l'étoile, qui influent elles aussi sur les vitesses radiales mesurées.

Le troisième chapitre est consacré aux diagnostics spécifiques de la présence d'activité magnétique et de pulsations ainsi qu'à une méthode pour distinguer les variations intrinsèques de celles d'origine Képlérienne, que j'ai développés et utilisés. Ces diagnostics sont encore exploratoires et devront être approfondis.

Nos recherches systématiques de planètes et naines brunes autour d'étoiles naines de type spectral A et F ont donné de premiers résultats. Les observations ont commencé avec ELODIE en septembre 2003 et ont pris leur véritable essor en 2004. Avec HARPS, la campagne d'observation a réellement débuté il y a moins d'un an. Ces recherches sont toujours en cours.

Dans le quatrième chapitre sont présentés les instruments et stratégies que j'ai utilisés pour les observations en vitesses radiales, ainsi que les détections, caractérisations et résultats obtenus. Notamment, deux planètes ont été détectées et caractérisées avec ELODIE, ainsi qu'une naine brune, pour laquelle il a fallu démêler les variations intrinsèques de vitesse radiale de celles dues à sa présence. Avec HARPS, de nombreux candidats ont été identifiés, mais des mesures supplémentaires sont nécessaires pour les caractériser. J'établirai enfin un bilan global, à ce jour, de ces recherches systématiques en spectroscopie.

De nombreuses étoiles pour lesquelles un disque de matière a été détecté se trouvent être des étoiles A. Ces disques étant vraisemblablement le lieu de formation planétaire, il est particulièrement intéressant d'appliquer cette nouvelle méthode de mesure de vitesses radiales aux étoiles A connues pour être entourées d'un disque.

Dans le cinquième chapitre, j'exposerai les résultats obtenus en vitesses radiales pour des étoiles A entourées d'un disque, avec notamment le cas de β Pictoris.

Parallèlement à ces recherches en spectroscopie, les mêmes étoiles ont été observées en imagerie, à haute résolution angulaire et haut contraste, avec les instruments PUEO (hémisphère nord) et NACO (hémisphère sud). Ces campagnes d'observation permettent d'explorer le plan (masse, séparation) de façon complémentaire aux observations en vitesses radiales : les observations en spectroscopie permettent de sonder le domaine des courtes périodes - inférieures à quelques années - et les observations en imagerie celui des longues périodes - plusieurs dizaines à centaines d'années. Les limites de détection sont telles que seul le domaine des naines brunes peut être exploré dans le cas des naines A et F. Ces observations permettront également de tester la corrélation entre la binarité et la présence de planètes et naines brunes autour de ces étoiles. Enfin, il serait intéressant de voir si un désert des naines brunes existe à courte période, comme pour les étoiles de type solaire, et s'il disparaît aussi à longue période.

Dans le sixième chapitre sont exposées les recherches systématiques que j'ai menées en imagerie, avec les instruments utilisés, la stratégie d'observation, la détection et une première caractérisation de nombreux candidats compagnons naines brunes. Ce volet n'a pas tenu une place centrale dans mes travaux, et son contenu pourra paraître sommaire. Cependant, le lien physique des candidats compagnons avec l'étoile-hôte doit de toute façon être confirmé par d'autres observations. Une caractérisation plus fine sera alors effectuée.

Après un bilan, à ce jour, des recherches systématiques menées en spectroscopie et en imagerie et toujours en cours, nous verrons quelles peuvent être les pistes à explorer ou à approfondir, dans le cadre de la méthode des vitesses radiales, pour mieux caractériser les variations de profil de raie, ou encore les propriétés des étoiles-hôte, et de façon plus générale les perspectives envisagées pour ces recherches.

*A la recherche d'exoplanètes
et de naines brunes*

Chapitre 1

A la recherche d'exoplanètes et de naines brunes

1.1 De nouveaux mondes

La recherche de planètes extrasolaires est une quête de nouveaux mondes, exaltante, avec comme but avoué mais peut-être lointain, la découverte de la vie, ailleurs que dans le Système Solaire. Car même si cette recherche permet au passage d'approfondir notre compréhension de la formation de systèmes planétaires, notamment du nôtre, c'est bel et bien la vie ailleurs, différente mais à quel point, qui fascine et permet à tant de chercheurs de se lancer dans l'aventure. A l'heure actuelle, cette recherche consiste d'une part à détecter planètes extrasolaires et disques protoplanétaires, et d'autre part à modéliser leur formation et leur évolution.

Cette quête est excitante, très motivante, et il paraît probable de trouver effectivement, ailleurs, d'autres formes de vie. Mais ne nous leurrions pas trop : si la découverte de la vie ailleurs dans l'Univers, et pour commencer dans notre proche environnement galactique, repoussera effectivement les frontières et mettra plus en perspective la condition humaine, elle risque fort de s'accompagner des maux qu'a connus l'humanité lors de la découverte de nouvelles terres, de nouveaux mondes, guidée par l'avidité de nouvelles richesses et la peur de l'inconnu. Nous vivons donc peut-être une des parties les plus belles de cette quête, dans laquelle on peut encore rêver et laisser s'exprimer notre curiosité.

Jusqu'en 1995, la question de l'existence de planètes autour d'autres étoiles que le Soleil était de nature plus philosophique que scientifique. Depuis, des dizaines et des dizaines de planètes extrasolaires ont été découvertes, montrant une grande diversité, avec des propriétés souvent très différentes de celles des planètes du Système Solaire : masses importantes pouvant être associées à de faibles distances à l'étoile-hôte, orbites à l'excentricité pouvant être très élevée... Rendre compte de ces propriétés est un challenge pour les théories de formation planétaire, et la découverte de nouvelles planètes apporte sans cesse son lot de contraintes pour préciser ces scénarios de formation.

1.2 Caractéristiques physiques accessibles

De nombreuses méthodes de détection, détaillées plus loin, sont actuellement utilisées dans la recherche de planètes extrasolaires et de naines brunes. Ces méthodes permettent d'en déterminer certaines caractéristiques physiques :

- **masse M_p et rayon R_p des compagnons sub-stellaires**

Par compagnons sub-stellaires, on entend “planètes et naines brunes liées gravitationnellement à une étoile-hôte”. On ne considère donc pas le cas des planètes isolées (free-floating planets), ni celui des naines brunes isolées (naine brune du champ). Pour avoir accès aux masse M_p et rayon R_p de ces compagnons sub-stellaires, il faut en général supposer connus respectivement la masse M_* et le rayon R_* de l'étoile-hôte. Lorsque M_p et R_p sont déterminés, on peut en déduire la densité moyenne de l'objet, et avoir ainsi de premiers indices sur sa structure interne.

Une définition possible, mais non consensuelle, de la limite entre planète et naine brune repose sur la masse limite d'environ $13 M_{\text{Jup}}$ au-delà de laquelle peuvent se dérouler des réactions nucléaires de fusion de deutérium. La limite conventionnelle entre naine brune et étoile correspond, elle, à la masse d'environ $75 M_{\text{Jup}}$ au-delà de laquelle peuvent se dérouler des réactions de fusion d'hydrogène. La taille, elle, n'est pas un bon critère pour définir la différence entre planète et naine brune, car le rayon varie peu entre planète géante et naine brune (objets équilibrés par la pression de dégénérescence quantique, pour lesquels on montre que $R \propto M^{-0.3}$), ce jusqu'aux étoiles appartenant à la séquence principale et de faible masse (objets équilibrés par la pression de gaz parfait, pour lesquels on montre que $R \propto M^{0.6}$ si $M \leq 1,1 M_{\odot}$; par ailleurs, $R \propto M^{0.8}$ si $M \geq 1,1 M_{\odot}$). Le rayon varie ainsi seulement entre environ 1 et $1,5 M_{\text{Jup}}$ lorsque la masse change d'un facteur 100 en passant de $1 M_{\text{Jup}}$ à $100 M_{\text{Jup}}$: il y a dégénérescence du rayon en fonction de la masse, avec R_p de l'ordre de quelques R_{Jup} . La figure 1.1 illustre la faible dépendance du rayon de ces objets par rapport à leur masse, dans les cas où on a pu les déterminer. Le rayon d'une naine brune n'a pas encore été mesuré.

Une autre définition proposée pour la limite planète / naine brune repose sur le processus de formation de l'objet. Les planètes se formeraient suivant le scénario standard, détaillé dans la section 1.6.1, par accréation de matière à partir de grains de silicates voire de glace, puis par capture de gaz environnant (dans le cas des planètes géantes). Les naines brunes, elles, se formeraient plutôt comme les étoiles, par des processus d'instabilité gravitationnelle donnant lieu à l'effondrement d'un nuage de gaz et de poussière. Un système consistant en une naine brune compagnon d'une étoile pourrait alors s'être formée comme une étoile double. Mais définir ainsi la limite planète / naine brune n'est guère pratique : comment savoir si un corps donné s'est effectivement formé par accréation, par effondrement gravitationnel, ou bien par un autre processus ?

Ces deux définitions ne se recoupent pas forcément. Un corps se formant par accréation

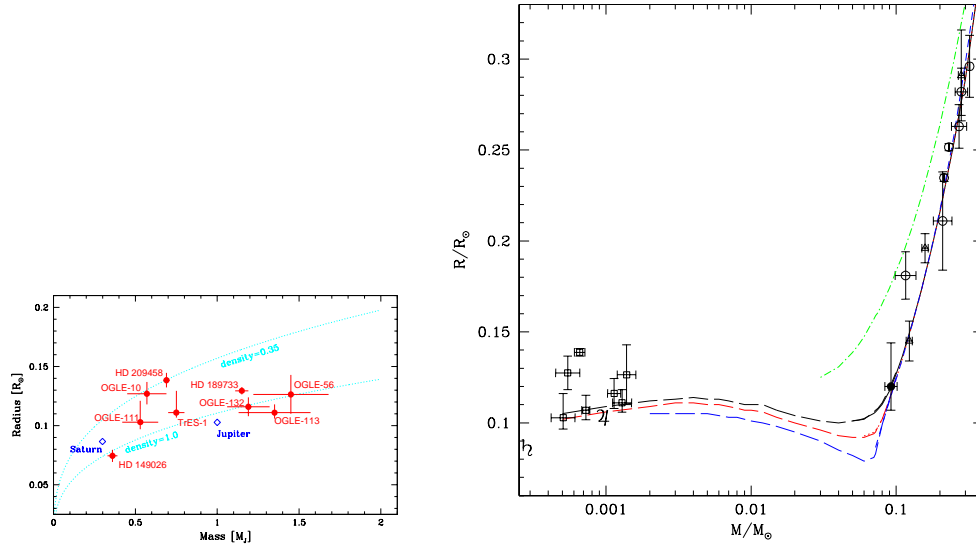


FIG. 1.1 – Gauche et droite : dépendance du rayon d’objets stellaires et sub-stellaires par rapport à leur masse, dans les cas où on a pu les déterminer. Gauche : cas des planètes seules, les lignes en traitillés représentent les contours d’isodensité 0,3 et 1,3 g cm^{-3} . Figures extraites de Pont et al. (2005ab).

dans un disque protoplanétaire pourrait acquérir une masse significativement supérieure à $13 M_{\text{Jup}}$. A l’opposé, un corps se formant par effondrement gravitationnel d’un nuage de gaz et de poussière pourrait ne pas atteindre une masse de $13 M_{\text{Jup}}$ (cas d’au moins une partie de ce qu’on appelle parfois les planètes flottantes)... Nous adopterons ici un point de vue pragmatique, et dirons qu’un corps est une planète si sa masse est inférieure à environ $13 M_{\text{Jup}}$ et est en orbite autour d’une étoile, en gardant à l’esprit que cette convention n’est pas consensuelle ni complètement satisfaisante.

• paramètres orbitaux d’un compagnon

Dans le cas d’un système à deux corps et d’un modèle Képlérien, étoile-hôte et compagnon parcourent chacun une ellipse, toutes deux contenues dans un même plan, dont un des foyers est le centre de gravité du système. Ces ellipses sont parcourues avec une même période et ont une même excentricité. Considérons la trajectoire du compagnon.

L’ellipse parcourue est caractérisée par ses demi-grand axe a et demi-petit axe b (dans un repère cartésien Oxy , on a $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$, O étant le centre de l’ellipse). L’abscisse du foyer, c , est liée à a et b via la relation $a^2 = b^2 + c^2$. L’excentricité e de l’ellipse est définie par $e = \frac{c}{a}$. On peut donc aussi caractériser l’ellipse parcourue par le **demi-grand axe a** et l’**excentricité e** . Ces grandeurs sont illustrées sur la Fig. 1.2 (gauche). L’équation de la trajectoire parcourue dans le plan orbital peut s’écrire, en coordonnées polaires et avec l’origine placée au foyer F :

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \nu}$$

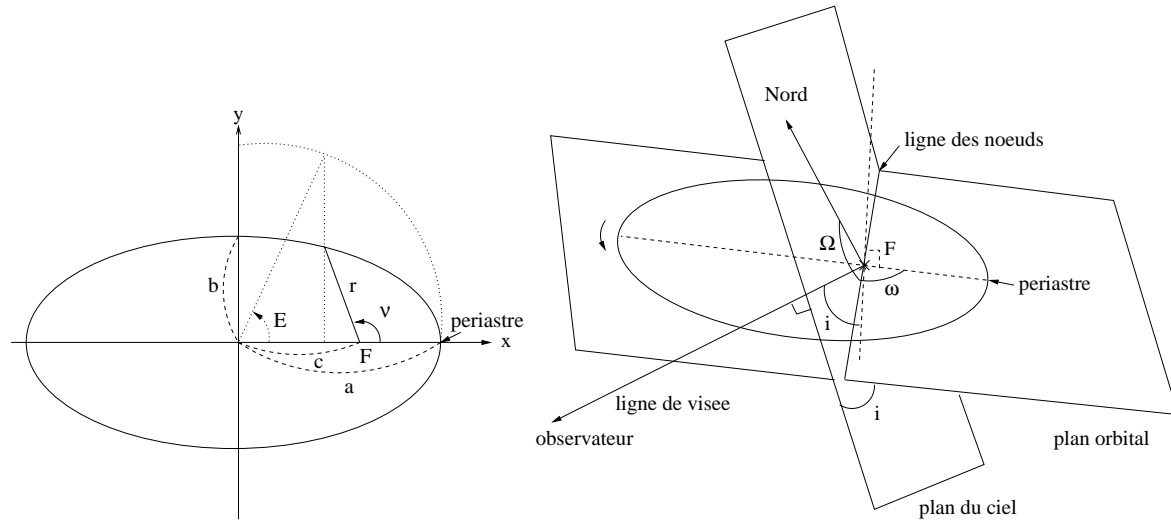


FIG. 1.2 – Caractérisation d’une orbite : Gauche : dans le plan orbital. Droite : dans l’espace.

r est la norme du rayon-vecteur position, ν est l’angle polaire (“anomalie vraie”). Un autre paramètre est nécessaire et suffisant pour caractériser la trajectoire parcourue dans le plan de l’orbite : l’instant **T** du passage au périastre. Par ailleurs, la **période P** est liée au demi-grand axe via la relation (3^{eme} loi de Kepler), si $M_\star \gg M_p$:

$$\frac{P^2}{a^3} \approx \frac{P^2}{(a_\star + a_p)^3} = \frac{4\pi^2}{G(M_\star + M_p)} \approx \frac{4\pi^2}{GM_\star}$$

où $a_p (=a)$, a_\star , M_p et M_\star sont les demi-grand axe et masses du compagnon et de l’étoile-hôte.

Trois autres paramètres sont nécessaires pour caractériser l’orientation de l’orbite dans l’espace. On choisi en pratique comme référence l’observateur : on définit la ligne de visée comme étant la droite joignant observateur et le centre de gravité du système, et le plan du ciel comme étant le plan perpendiculaire à cette ligne de visée. Le plan du ciel et le plan de l’orbite font entre eux un **angle** i (qui est aussi l’angle entre la ligne de visée et la droite perpendiculaire au plan de l’orbite). Dans le cas où $i = \pi/2$, la ligne de visée est incluse dans le plan orbital et on parle d’orbite *edge-on*. Si $i = 0$, la ligne de visée est perpendiculaire au plan orbital et on parle d’orbite *face-on* ou *pole-on*. Le plan orbital et le plan du ciel se coupent suivant une droite appelée ligne des noeuds. La **longitude du périastre** ω est l’angle entre cette ligne des noeuds et la droite joignant centre de gravité et périastre. Enfin, l’**angle de position du noeud ascendant** Ω est l’angle repérant la position du noeud ascendant (celui où le corps s’éloigne de l’observateur) dans le plan du ciel, à partir du pôle Nord. Ces grandeurs sont illustrées sur la Fig. 1.2 (droite).

Les 6 paramètres a , e , T , i , ω et Ω permettent donc de caractériser ces orbites.

- Bien d’autres paramètres physiques caractérisent ces objets sub-stellaires : **composition chimique**, **température**, **pression** (le tout en surface voire en fonction de la profondeur), gravité de surface, albédo...

- Existence de **vie** : **exobiologie**

La recherche d'exoplanètes est portée par l'espoir de découvrir de la vie ailleurs que dans le Système Solaire. On associe un nom à la discipline se concentrant sur la recherche et l'étude de la vie ailleurs que sur Terre : l'exobiologie, ou encore astrobiologie. Mais qu'entendons-nous par "vie" ? Considérons ici que ce terme concerne tout objet dont l'architecture physico-chimique est complexe et présente des caractéristiques analogues à celles des organismes trouvés sur Terre.

Zone d'habitabilité

On peut alors préciser pour quel type de planète peuvent exister des formes de vie. En effet, on peut s'attendre à ce qu'un milieu liquide soit nécessaire, car il favorise les transports et les contacts de matière. L'eau liquide est un premier candidat, car la molécule d'eau est abondante dans l'Univers, et elle possède d'excellentes propriétés de solvant (notamment grâce à la polarisation de ses liaisons). On pourrait bien sûr imaginer d'autres liquides pouvant favoriser l'existence de vie, tels que méthane (étude de Titan, satellite de Saturne), ammoniacque... Mais considérons, comme première approche du problème, le cas de l'eau. Par ailleurs, il est nécessaire que le milieu considéré soit alimenté par une source d'énergie, permanente et abondante, telle que le rayonnement d'une étoile. Un milieu réunissant ces conditions est une planète, située à une distance telle de son étoile que l'eau soit sous forme liquide, à savoir que la température en surface soit de l'ordre de 300 K, et qui définit une zone dite "d'habitabilité". La planète doit aussi avoir une masse suffisante pour empêcher les molécules d'eau d'échapper à l'attraction gravitationnelle de la planète, autrement dit une masse supérieure à typiquement $1 M_{\oplus}$. Plus l'étoile est chaude, plus la distance à cette étoile telle que l'eau puisse se trouver à l'état liquide augmente : pour une étoile ayant une température effective de 6500 K, les limites de la zone d'habitabilité pourraient se situer entre environ 0,9 UA et 1,8 UA. Si $T_{eff} \approx 8500$ K, cette limite augmente à [1,6 ; 3,1] UA. Si $T_{eff} \approx 10000$ K, cette limite augmente à [2,3 ; 4,4] UA. A noter : ces limites peuvent être modifiées suivant l'effet de serre à l'oeuvre (qui dépend notamment de la composition de l'atmosphère) ; par ailleurs, ces conditions pourraient aussi être remplies sur un satellite chauffé par effet de marée par une planète géante située en-dehors de ces zones (exemple de Titan et Europe autour de Jupiter) ¹.

Traceurs de vie

Plusieurs démarches ou projets existent pour mesurer des observables pouvant permettre de détecter et caractériser la présence de vie. On peut citer l'analyse de signaux radio ou optiques qui seraient générés par une forme de vie jugée intelligente (programme SETI par exemple).

Une autre approche consiste à rechercher dans le spectre des planètes extrasolaires détectées des raies d'absorption caractéristiques de molécules dont l'abondance sur Terre est due à

¹http://media4.obspm.fr/exoplanetes/pages_exopl_biosig/zone-habitable.html

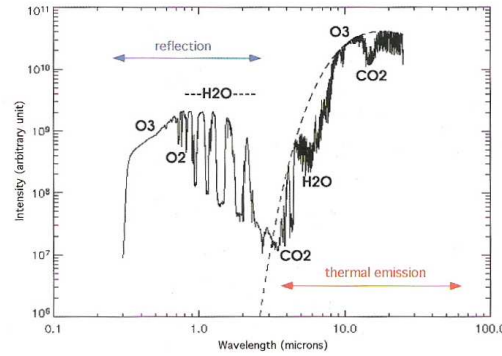


FIG. 1.3 – Spectre synthétique de la Terre vue depuis l'espace, couvrant un domaine de longueurs d'onde allant de l'UV à l'IR. Les composants atmosphériques (essentiellement H₂O, CO₂, O₂ et O₃) produisent d'importantes absorptions. Spectre construit par J. Paillet et F. Selsis (Observatoire de Lyon) avec le code PHOENIX.

la vie : O₂ (sous-produit de la photosynthèse des végétaux), O₃ (décomposition de O₂ dans la haute atmosphère), CH₄ et N₂O (produits par les bactéries)... Mais ces molécules, éventuelles signatures d'une trace de vie, peuvent avoir d'autres provenances. Par exemple, O₂ peut être produit par photolyse de molécules d'eau et de CO₂, CH₄ par une activité volcanique ou des sources hydrothermales... La détection de molécules de O₂, O₃, H₂O et CO₂ serait ainsi une signature plus robuste que O₂ seul. De façon générale, l'existence simultanée de ces traceurs, leur abondance et le contexte global seront des facteurs clés dans l'interprétation de leur détection. De nombreux projets existent pour tenter cette détection dans un futur proche... Sur la figure 1.3 est représenté un spectre synthétique que l'on mesurerait depuis l'espace en observant la Terre, couvrant un domaine de longueurs d'onde allant de l'UV à l'IR. Les composants atmosphériques (essentiellement H₂O, CO₂, O₂ et O₃) produisent d'importantes absorptions dans ce spectre, dont certaines - surtout dans l'IR - peuvent être détectées même à très basse résolution.

Voyons à présent comment détecter des compagnons de faible masse orbitant autour d'une étoile et les caractériser, au moins en partie.

1.3 Les méthodes de détection employées

Les méthodes envisagées et employées pour la détection d'exoplanètes et de naines brunes, sont très variées et souvent le fruit d'une grande imagination alliée à une longue expérience dans le domaine des étoiles doubles, simples, ou encore du Système Solaire. Elles permettent de déterminer certaines des caractéristiques physiques des compagnons détectés, différentes suivant la (les) méthode(s) employée(s) : M_p , R_p , a , e , T (plus ceux liés à la position particulière de l'observateur : i , ω et Ω). Le tableau 1.1 rassemble la plupart de ces méthodes, et donne les paramètres physiques caractérisables et le nombre de planètes détectées (<http://www.exoplanet.eu/>).

Méthode	paramètres physiques	nombre de candidats
Vitesses radiales	$M_p \sin i, a, e, T, \omega$	170 (146)
Astrométrie	M_p, i, a, e, T, ω	0 (0)
Pulsars millisecondes	M_p, a	4 (2)
Imagerie directe	M_p, a	3 (3)
Transits	R_p, a, i	9 (9)
Microlentilles	M_p, a	3 (3)

TAB. 1.1 – Paramètres physiques accessibles et nombre de candidats caractérisés (entre parenthèses, le nombre de systèmes planétaires) avec les principales méthodes de détection.

On peut essayer de classer les principales méthodes en deux catégories. La première catégorie regroupe des méthodes *dynamiques, indirectes*, consistant à mesurer les perturbations gravitationnelles induites par la présence d'un compagnon sur l'étoile-hôte (mouvement autour du centre de gravité du système), plutôt que d'observer le compagnon lui-même. Ce sont les méthodes mettant en jeu : les vitesses radiales (variation de la vitesse de l'étoile projetée sur la ligne de visée), l'astrométrie (variation de la position de l'étoile sur le fond de ciel) et la mesure des ondes émises par les pulsars millisecondes (changement de la fréquence des ondes reçues).

L'autre catégorie rassemble des méthodes *photométriques* : l'imagerie directe à haute résolution angulaire et grand contraste (pour détecter la lumière émise et/ou réfléchi par le compagnon), la photométrie de l'étoile-hôte (pour détecter des variations du flux dans la direction de l'étoile, lors de transits du compagnon) et la méthode utilisant le phénomène de microlentilles gravitationnelles (variation du flux d'une étoile de fond de ciel lors du passage du compagnon sur la ligne de visée).

Cette liste n'est pas exhaustive, mais regroupe les méthodes les plus utilisées actuellement (pour une revue voir Perryman et al. 2005). Voyons à présent plus en détail ces principales méthodes de détection.

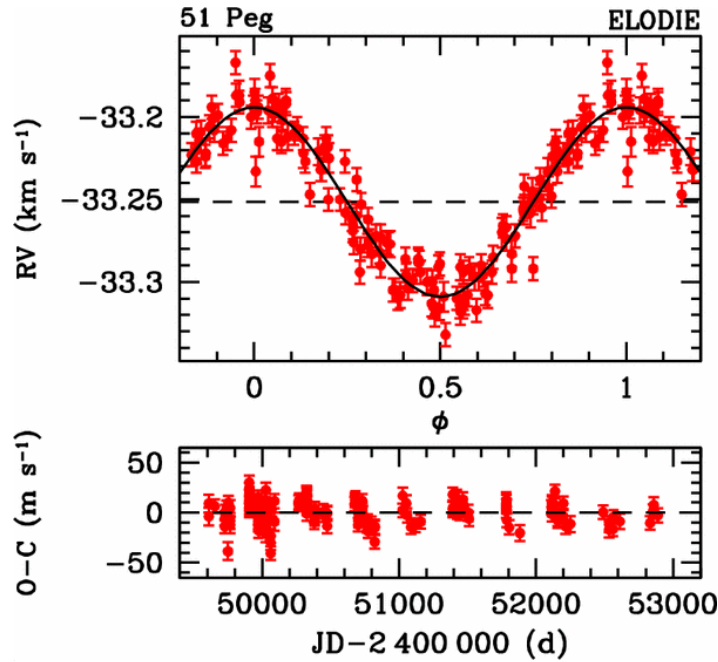


FIG. 1.4 – Vitesses radiales de l'étoile 51 Peg en phase avec une période de 4,2 jours. 51 Peg b est la première planète détectée autour d'une étoile de la séquence principale. Elle est moitié moins massive que Jupiter et distante de 0.05 UA de son étoile.

1.3.1 Les vitesses radiales

La technique dite des vitesses radiales consiste à mesurer la composante radiale (i.e. projetée sur la ligne de visée, ou encore perpendiculaire au plan du ciel) des variations de vitesse de l'étoile suite à son mouvement autour du centre de gravité du système.

La méthode des vitesses radiales connaît un grand succès, depuis la découverte de la première planète en orbite autour d'une étoile de la séquence principale par Mayor & Queloz (1995) (Fig. 1.4) et avec à ce jour plus de 180 planètes détectées. Elle se limitait cependant jusqu'à il y a peu aux étoiles de type solaire ou plus froides.

Modèle Képlérien

La position de l'étoile-hôte sur la ligne de visée peut s'écrire :

$$u(t) = r(t) \sin(\nu(t) + \omega) \sin i + u_{\text{barycentre}}(t)$$

si bien que la **vitesse radiale de l'étoile** $\mathbf{VR} = \frac{du}{dt}$ peut s'écrire, compte tenu de la 2^{ème} loi de Kepler $r^2(t) \frac{d\nu}{dt} = \frac{2\pi a^2 \sqrt{1-e^2}}{P}$:

$$V_r(t) = \gamma + K(\cos(\nu(t) + \omega) + e \cos \omega)$$

avec $\nu(t)$ défini par :

$$\tan(\nu(t)/2) = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan(E/2)$$

où E est appelée “anomalie excentrique” est telle que $E - e \sin E = M$, M étant appelée “l’anomalie moyenne” et définie par $M = \frac{2\pi(t-T)}{P}$ (avec T l’instant du passage au périastre et $t-T$ le temps écoulé depuis le passage au périastre)¹. Si $e = 0$ alors $\nu(t) = E = M = \frac{2\pi(t-T)}{P}$. K est la **semi-amplitude** de la variation de vitesse radiale de l’étoile. En plus des 6 paramètres caractérisant les orbites du compagnon et de l’étoile-hôte, s’ajoute ici la **vitesse moyenne** γ du système par rapport à l’observateur. La 3^{eme} loi de Kepler permet alors de montrer que :

$$M_p \sin i \approx \left(\frac{P}{2\pi G}\right)^{1/3} K M_\star^{2/3} \sqrt{1-e^2} = (M_\star^2 f(m))^{1/3}$$

où $f(m) = \frac{(M_p \sin i)^3}{(M_\star + M_p)^2}$ est la fonction de masse. L’ajustement de ce modèle Képlérien aux mesures de vitesses radiales fournit directement γ , K , P , T , ω , e . En supposant M_\star connue, on en déduit $M_p \sin i$ et a ($a \approx (\frac{P^2 G M_\star}{4\pi^2})^{1/3}$). Les seuls paramètres non déterminés avec cette méthode sont i et Ω . La non-détermination de Ω n’a pas de conséquence ; en revanche, l’indétermination de i entraîne une indétermination sur la masse du compagnon détecté : seule la valeur $M_p \sin i$ est ainsi connue, autrement dit on n’a accès qu’à une valeur minimale de la masse.

Mesure de la vitesse radiale : spectroscopie Doppler

Une méthode pour mesurer la vitesse radiale d’une étoile est d’utiliser les propriétés de l’effet Doppler-Fizeau : de façon générale, la longueur d’onde mesurée à la réception d’un signal périodique est différente de la longueur d’onde à l’émission de ce signal, si récepteur et émetteur ont une vitesse relative non nulle. On parle alors de vitesse radiale spectroscopique. On utilise comme signal les ondes électromagnétiques générées à la surface de l’étoile (photosphère). Considérons une longueur d’onde initiale λ_o (pulsation ω_o) dans le référentiel R_o lié à la surface de l’étoile, et voyons comment s’obtient la longueur d’onde correspondante mesurée dans un autre référentiel, dans le cas relativiste.

On peut associer à une onde électromagnétique de vecteur d’onde \vec{k} le quadri-vecteur $(\frac{\omega}{c}, \vec{k})$, avec $\frac{\omega}{c} = |\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$. Les composantes de ce quadri-vecteur vérifient la transformée de Lorentz : le passage d’un référentiel R_o à un référentiel R' en mouvement de translation rectiligne uniforme (ce qui n’est pas vraiment le cas ici...) à la vitesse \vec{V} par rapport à R_o se traduit par :

$$\frac{\omega'}{c} = \gamma \left(\frac{\omega_o}{c} - \vec{k} \cdot \frac{\vec{V}}{c} \right) \quad \text{avec } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}$$

et on peut écrire $\vec{k} = \frac{\omega}{c} \vec{U}_k$ avec \vec{U}_k un vecteur unitaire de même direction et même sens que le parcours de l’onde, i.e. dirigé de l’étoile vers l’observateur. On a donc $V_r = -\vec{V} \cdot \vec{U}_k$, en prenant comme convention une vitesse radiale positive pour un objet qui s’éloigne de l’observateur. La longueur d’onde est donc modifiée en :

$$\lambda' = \lambda_o \sqrt{\frac{1 + V_r/c}{1 - V_r/c}} \approx \lambda_o (1 + V_r/c) \quad \text{si } V_r \ll c .$$

¹P et T permettent de déterminer M, et on peut obtenir E via la relation $M = E - e \sin E$. Il s’agit donc juste d’un changement de paramètres (Halbwachs 2000)

Cette formule est plus connue sous la forme : $\frac{\lambda' - \lambda_0}{\lambda_0} \approx \frac{V_r}{c}$ (effet Doppler-Fizeau non relativiste). Cette approximation revient à négliger les termes en $(V_r/c)^2$ dans le décalage en longueurs d'onde, ce qui correspond à une erreur de quelques cm/s pour une vitesse radiale inférieure à quelques km/s, ce qui est le cas pour les vitesses radiales *relatives*, que nous considérerons dans les prochains chapitres, et que nous calculerons dans le cadre de cette approximation.

Par convention, la vitesse radiale considérée est celle de l'étoile par rapport au barycentre du Système Solaire, et λ' correspond donc à la longueur d'onde mesurée dans le référentiel correspondant. Il est donc nécessaire d'effectuer un deuxième changement de référentiel, pour passer du référentiel R' au référentiel terrestre R_T lié à l'observateur, qui se déplace à une vitesse \vec{V}_{berv} (Barycentric Earth Radial Velocity, tient compte des mouvements de rotation et de révolution de la Terre ; cette vitesse, qui peut atteindre 30 km/s, est elle aussi non constante...) par rapport à R' . S'agissant toujours de la même onde électromagnétique de vecteur d'onde \vec{k} , on a la relation suivante entre λ' et la longueur d'onde mesurée λ_T :

$$\lambda_T = \lambda' \sqrt{\frac{1 - \vec{V}_{berv} \cdot \vec{U}_k / c}{1 + \vec{V}_{berv} \cdot \vec{U}_k / c}} \approx \lambda' (1 - \vec{V}_{berv} \cdot \vec{U}_k / c) \text{ si } V_{berv} \ll c .$$

Cette approximation conduit à négliger les termes en $(\vec{V}_{berv} \cdot \vec{U}_k / c)^2$, ce qui correspond à une erreur sur les vitesses radiales inférieure au m/s. Mais autant conserver la forme relativiste, facilement applicable en pratique au moment de la calibration en longueur d'onde.

En pratique, on mesure le spectre de l'étoile dans un certain domaine de longueurs d'onde. Une calibration en longueurs d'onde est effectuée (techniques du thorium-argon, simultané ou non, de la cellule à iode...) et on obtient le flux reçu de l'étoile en fonction de λ_T . On peut corriger à ce niveau les longueurs d'onde de \vec{V}_{berv} pour considérer le spectre qu'obtiendrait un observateur lié au référentiel R' (Système Solaire), c'est à dire le flux reçu de l'étoile en fonction de λ' . On mesure alors le décalage en longueur d'onde subi par le spectre.

Un ordre de grandeur de la perturbation induite par une planète géante sur l'étoile-hôte est la dizaine de mètres par seconde (pour une période orbitale de quelques années). Ce décalage en vitesse correspond à un décalage en longueur d'onde de 10^{-3} dans le visible, soit de l'ordre du millième de la largeur des raies sur les spectres obtenus, ou encore de l'ordre du dixième voire du centième de pixel sur le CCD utilisé. Mesurer un tel décalage semble une tâche bien difficile !

Technique de la corrélation croisée avec un masque binaire

Pour ce faire, on peut utiliser différentes techniques. Celle de la corrélation croisée numérique avec un masque mesure le décalage du spectre par rapport à un masque binaire représentatif du spectre de raies d'absorption de l'étoile au repos, en effectuant une corrélation entre le spectre et ce masque binaire. On obtient ainsi un pic de corrélation (ou CCF), sorte de raie moyenne des raies du spectre condensant l'information qu'elles contiennent ; la figure 1.5 illustre cette construction de la CCF avec un masque binaire. La vitesse radiale V_r

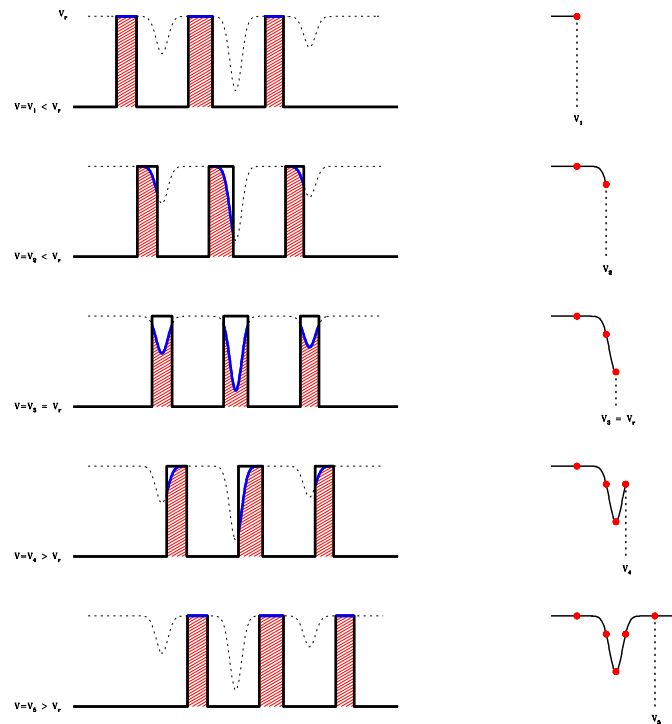


FIG. 1.5 – Illustration de la construction de la fonction de corrélation entre un spectre et un masque binaire (Melo 2001). La largeur des “trous” (valeurs à 1) du masque binaire est de l’ordre de la résolution instrumentale; elle peut donc être bien plus petite que la largeur des raies, si l’élargissement des raies dû à la rotation de l’étoile est grande.

peut alors être mesurée comme étant le centre de l’ajustement d’une gaussienne (ou d’une fonction symétrique - voire de n’importe quelle fonction, pourvu que les pics ne subissent pas de déformation) au pic de corrélation, prenant ainsi en compte l’information contenue dans tout le pic de corrélation (au lieu de se limiter à son extremum).

Cette technique s’est avérée être à la fois simple et robuste et a donné de nombreux résultats. De plus, l’utilisation d’un masque numérique, construit à partir de spectres synthétiques, ne nécessite pas de spectre de référence de haut rapport S/N. Cependant, elle nécessite l’existence de nombreuses raies, qui plus est ne se superposent pas pour la plupart, afin que les différences entre le spectre considéré et le spectre synthétique utilisé pour construire le masque se compensent en moyenne, ainsi que les effets des raies se superposent. Elle est donc applicable dans le cas des étoiles de type solaire et plus tardives (type spectral G, K et M), mais n’est plus adaptée dans le cas des étoiles plus précoces ayant une vitesse de rotation élevée, car il existe alors peu de raies, qui se superposent souvent.

Nous reviendrons sur le pic de corrélation et son utilité lors de l’étude de la variabilité ou non des raies spectrales. Un raffinement de cette technique consiste à pondérer le calcul du pic de corrélation par la profondeur des raies (plus les raies sont profondes et étroites, plus

elles contiennent d'information sur le décalage des spectres).

Une nouvelle technique de mesure des vitesses radiales

Pour pouvoir mesurer des vitesses radiales sur des étoiles de type spectral plus précoce, dont le spectre contient beaucoup moins de raies qui sont beaucoup plus larges, j'ai développé une autre technique (introduite et développée également par Alain Chelli). Elle prend en compte simultanément le maximum d'information disponible, et permet de mesurer le décalage du spectre de l'étoile par rapport à un spectre de référence construit à partir des spectres de l'étoile elle-même ; on n'obtient alors qu'une vitesse radiale relative de l'étoile, qui ne prend en compte que les variations de vitesse de l'étoile, mais ce sont justement elles qui sont utiles pour la recherche de compagnons. Cette technique fait l'objet d'un chapitre de cette thèse, et est celle utilisée dans la recherche systématique que nous avons mis en place.

1.3.2 L'astrométrie

La méthode astrométrique consiste à mesurer les variations de position apparente de l'étoile sur le fond du ciel, perpendiculaire à la ligne de visée : la combinaison de la méthode des vitesses radiales avec l'astrométrie permet la caractérisation 3D de l'orbite. En astrométrie, La trajectoire de l'étoile apparaît comme une ellipse avec un demi-grand axe angulaire α donné par :

$$\alpha = \frac{M_p}{M_\star} \frac{a}{d} = \frac{M_p}{M_\star} a \pi$$

où α est exprimé en secondes d'arc, le demi-grand axe a en UA et la distance Soleil-étoile d en parsecs (équivalent à la parallaxe π , exprimée en secondes d'arc). Le déplacement angulaire observé pour un système Jupiter-Soleil distant de 10 pc est d'environ $0,5 \mu\text{as}$.

De la détermination de a , de d (via la parallaxe) et d'une estimation de M_\star , l'astrométrie permet d'estimer la masse M_p , et non seulement une limite inférieure $M_p \sin i$. Etant plus sensible aux orbites à grandes périodes, l'astrométrie est complémentaire de la méthode des vitesses radiales.

L'astrométrie devrait connaître un grand essor. Au sol, PRIMA (ESO, 2008) est prévu sur le VLTI au Chili pour chercher ainsi des planètes géantes autour de quelques centaines d'étoiles. Dans l'espace, SIM (Space Interferometry Mission, NASA, 2009) serait un interféromètre constitué de 2 télescopes de 40 cm de diamètre séparés d'une distance pouvant atteindre 20 mètres, pour chercher des planètes autour de 1500 étoiles, avec une précision suffisante pour détecter des planètes de quelques masses terrestres à moins de 5 pc. GAIA (ESA, 2012) pourrait détecter des planètes de la taille de Jupiter autour de 20 000 étoiles.

1.3.3 Les pulsars millisecondes

Un pulsar radio est une étoile à neutron, résidu laissé par l'explosion en supernova consécutive à l'effondrement d'une étoile massive ($8-20 M_\odot$) en fin de vie. Du fait de ce processus de

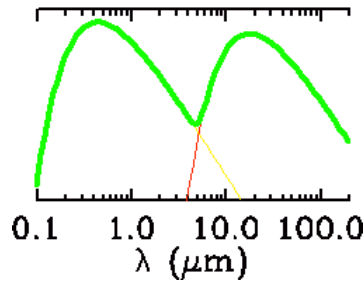


FIG. 1.6 – Spectre modélisé de la lumière émise et réfléchiée par une planète (Crédit : Observatoire de Paris / ASM).

formation, les pulsars sont le siège de champs magnétiques très importants et en rotation très rapide sur eux-mêmes. Ce sont par là même de puissants émetteurs radio. Leur émission est focalisée dans un cône étroit, orienté selon l'axe du dipôle magnétique équivalent au champ magnétique global. La différence d'orientation de cet axe avec l'axe de rotation entraîne, pour un observateur correctement positionné, l'impression de détecter un phare dans le domaine radio (pulses), avec une période égale à la période de rotation, de l'ordre de la seconde à la milliseconde pour les pulsars les plus rapides.

La très grande régularité de cette période de rotation, et donc des pulses émis, permet d'interpréter un changement de période des pulses observés comme étant dû à l'existence d'un compagnon (effet Doppler-Fizeau affectant ce signal périodique). Le changement équivalent de fréquence observée s'exprime suivant : $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{V_r}{c}$. Les radiotélescopes permettent des mesures de $\Delta\nu/\nu$ avec une précision de 10^{-11} . Des planètes de type terrestre, dont l'influence sur l'étoile primaire est de l'ordre du cm s^{-1} (l'effet en vitesse radiale de la présence de la Terre sur le Soleil est de 8 cm s^{-1}) sont donc détectables par cette méthode.

Les premières planètes détectées (telluriques!) l'ont été avec cette méthode, autour du pulsar PSR 1257 (Wolszczan & Frail 1992) avec un système d'au moins deux planètes de masses 2.8 et 3.4 M_{\oplus} . La formation d'un pulsar est un processus violent qui ne devrait pas permettre à un système planétaire de subsister. Vraisemblablement, le système observé est donc un système de seconde génération, formé à partir des résidus de l'explosion supernova.

1.3.4 L'imagerie directe

Cette technique est la plus naturelle pour détecter un compagnon autour d'une étoile : elle consiste à prendre une image du système. Elle est aussi une des plus prometteuses, car elle peut donner accès à de nombreuses caractéristiques, telles que atmosphère (densité, composition), surface (couleur, morphologie d'éventuels océans et continents), satellites ... Mais pour que détection il y ait, il faut pouvoir distinguer la lumière provenant de l'étoile-hôte de celle provenant du compagnon. On peut distinguer l'émission thermique du compagnon, maximale dans l'infrarouge et résultant d'un équilibre entre énergie reçue de l'étoile et pertes par réémission (en prenant en compte l'effet de serre), la libération d'énergie gravitationnelle par contraction, et la réflexion des photons de l'étoile (Fig. 1.6). Pour cela, il faut pouvoir

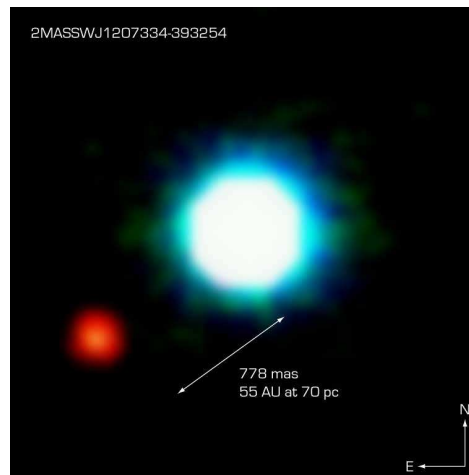


FIG. 1.7 – Image composite en fausses couleurs de la naine brune 2MASSW J1207334-393254 (en bleu) et de son compagnon de masse planétaire (en rouge). D’après Chauvin et al. 2004.

effectuer des observations à haut contraste et haute résolution angulaire.

Contraste

Dans le domaine visible, le rapport de flux entre la lumière émise par l’étoile et la lumière réfléchiée par la planète est de l’ordre de 10^9 . Ce rapport est beaucoup plus favorable dans le domaine infrarouge : $\sim 10^6$. C’est pourquoi les observations sont souvent conduites dans cette gamme de longueurs d’onde (il existe même des observations dans le domaine radio décimétrique, tirant profit du fait que les planètes géantes émettent davantage que leur étoile-hôte dans ce domaine). De plus, on utilise souvent un coronographe dans le visible et le proche infrarouge, pour limiter les effets de l’important flux de lumière en provenance de l’étoile, et pouvoir augmenter les temps de pose sans pour autant saturer voire endommager le détecteur. Il existe un autre mode d’observation permettant d’amoinrir le flux provenant de l’étoile, actuellement à l’étude : l’extinction interférométrique (ou nulling), qui consiste à utiliser un interféromètre réglé pour que la lumière provenant de l’étoile subisse des interférences destructives ; la lumière provenant d’un compagnon aurait une direction légèrement différente, et ne subirait donc pas (complètement) ces interférences destructives.

Résolution angulaire

Par ailleurs, en terme de résolution angulaire, détecter un Jupiter en se trouvant à une distance de 10 pc du Soleil requiert un instrument capable de résoudre une séparation angulaire de 0,5 seconde d’arc ($''$). Cette résolution est largement accessible en ne considérant que la limite de diffraction du télescope (dans le visible et pour un télescope tel que ceux du VLT, cette limite est de $1,22 \lambda/D \approx 0.017''$, avec $\lambda \approx 550$ nm et $D \approx 8.1$ m), mais ne l’est plus si on prend en compte la turbulence atmosphérique : le seeing est justement de l’ordre de $0,5''$, même dans un très bon site astronomique. Cependant, un système d’optique adaptative per-

met de compenser une partie de ces perturbations atmosphériques et d'obtenir une résolution proche de la limite de diffraction des instruments ($\sim 0.04''$).

Les deux conditions de haut contraste et de haute résolution angulaire sont requises. En effet, par exemple, si l'instrument a une très bonne résolution angulaire mais un faible contraste, la lumière en provenance du compagnon se trouve noyée dans le bruit de photons de la PSF centrée sur l'étoile, et le compagnon ne peut être détecté. Inversement, un haut contraste mais avec une faible résolution angulaire entraîne un chevauchement des PSF centrées sur l'étoile et le compagnon tel que le compagnon ne peut être détecté.

Cas des étoiles jeunes

Les recherches récentes se sont placées dans le cas le plus favorable en terme de rapport de flux, en étudiant l'environnement proche d'objets jeunes (âgés de quelques millions d'années). En supposant que ces objets et leurs éventuels compagnons planétaires se sont formés à une même époque, ces planètes encore jeunes sont bien plus chaudes (température effective de l'ordre de 2000 K) qu'après vieillissement, et émettent par conséquent beaucoup plus de lumière. Le premier compagnon de masse planétaire ($M_p = 5 \pm 1 M_{Jup}$, séparation de 41 ± 5 UA) détecté en imagerie a ainsi pour objet-hôte une naine brune appartenant à un amas stellaire jeune, 2M1207b (Chauvin et al. 2005). Un autre candidat planétaire a été détecté autour de GQ Lup (Neuhauser et al. 2005), une étoile de type T Tauri âgée de ~ 2 millions d'années, mais sa masse est très incertaine ($M_p = 21,5 \pm 20,5 M_{Jup}$, séparation de 103 ± 37 UA) et pourrait être prohibitive pour en faire une planète. Enfin, un compagnon à la limite entre planète et naine brune, de masse $M_p = 13,5 \pm 0,5 M_{Jup}$, a été détecté autour de l'étoile AB Pic, à une séparation significativement plus grande (275 UA).

De nombreux projets sont en cours de développement, tel que SPHERE sur l'un des télescopes de 8 m du VLT au Chili (2010, Beuzit et al. 2006), ou encore des projets spatiaux : le JWST (James Web Space Telescope, successeur de Hubble, 2011) qui inclurait un imageur dans l'infrarouge moyen, le TPF-C (NASA, 2014) qui serait un télescope équipé d'un coronographe pour détecter la lumière réfléchiée par des planètes dans le visible, ou encore Darwin (ESO, 2015) et le TPF-I (NASA, 2020) qui seraient des interféromètres constitués de 3 à 6 télescopes de typiquement 3 m de diamètre et distants de quelques dizaines à quelques centaines de mètres pour détecter l'émission thermique dans l'infrarouge. Ces 3 derniers projets ont aussi pour ambition de détecter des biosignatures spectrales.

1.3.5 La photométrie : transits

Si une planète passe sur la ligne de visée étoile / observateur, alors le flux provenant de l'étoile subit une baisse pendant la durée de ce transit. Des mesures photométriques permettent d'enregistrer cette baisse transitoire du flux, et l'ajustement d'un modèle à la courbe de luminosité en fonction du temps donne accès à 4 grandeurs. Combinées à des mesures de vitesse radiale, ces grandeurs permettent de déduire R_p , a , i et M_p . Voici ces 4 grandeurs.

Paramètres du modèle d'ajustement

• **Contraste** : comme le flux est proportionnel à la surface projetée (au premier ordre), la baisse Δf du flux f provenant de l'étoile est au premier ordre le rapport des surfaces projetées de la planète R_p et de l'étoile R_* , si le transit est central :

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\pi R_*^2 - (\pi R_*^2 - \pi R_p^2)}{\pi R_*^2} = \frac{R_p^2}{R_*^2}$$

avec R_* pouvant être contraint si on dispose des courbes de luminosité dans différentes bandes de longueurs d'onde. On a alors accès directement à R_p .

La baisse de luminosité est ainsi de l'ordre de 1% dans le cas d'un système Jupiter-Soleil, soit ~ 0.01 mag. De façon générale, puisque $R_p \leq 1,5 M_{\text{Jup}}$ pour la majorité des planètes géantes et naines brunes, la baisse de luminosité est supérieure à 1% pour les étoiles dont le rayon est inférieur à typiquement $1,5 R_\odot$. La précision atteinte par les instruments actuels permet une telle détection. Cependant, le cas d'étoiles A est moins favorable puisque pour ces dernières, $R_* \geq 1,5 R_\odot$: la baisse de luminosité serait alors plutôt de l'ordre de 0,5%.

• **Durée du transit** : pour un couple étoile / planète donné, on observe effectivement un transit si le demi-grand axe projeté est suffisamment petit : $a \cos i \leq R_p + R_*$.

Dans ce cas et pour un transit central, la durée du transit est la durée pendant laquelle la séparation projetée est suffisamment petite : $r \cos i \leq (R_p + R_*)$:

$$\tau_{\text{transit}} = \frac{2P}{2\pi} \arcsin \frac{\sqrt{(R_p + R_*)^2 - a^2 \cos^2 i}}{a} \approx \frac{P}{\pi} \arcsin \sqrt{\frac{R_*^2}{a} \cos^2 i} \leq \frac{PR_*}{\pi a}$$

et dans le cas d'un transit non central, Deeg et al. (1998) montrent que la durée du transit s'écrit, si δ est la latitude du transit sur le disque stellaire : $\tau_{\text{transit}} = \frac{P}{\pi} \left(\frac{R_* \cos \delta + R_p}{a} \right)$.

Si $P = 4$ j et $M_* = 1$ resp. $2 M_\odot$ ($a = 0,05$ resp. $0,06$ UA), alors $\tau_{\text{transit}} \sim 3$ resp. 5 h.

• **Paramètre d'impact** : il donne le caractère central ou rasant du transit, et permet d'avoir accès à l'inclinaison i du plan orbital par rapport au plan du ciel.

• **Assombrissement centre-bord** : suite à des effets de projection, le flux provenant de l'étoile décroît du centre de l'étoile vers son bord. Cet effet peut être estimé si on dispose des courbes de luminosité dans différentes bandes de longueurs d'onde.

Probabilité de transit

Les chances d'observer une planète éclipant son étoile, à un moment donné, sont en général très faibles. La probabilité de transit se déduit de la condition $a \cos i \leq R_p + R_*$ en supposant une distribution isotrope de l'orientation des plans orbitaux dans l'espace :

$$p_{\text{transit}} = \frac{\int_{\arccos(\frac{R_p+R_*}{a})}^{\pi/2} \sin(i) di \int_0^{2\pi} d\phi}{\int_0^{\pi/2} \sin(i) di \int_0^{2\pi} d\phi} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\frac{R_p+R_*}{a}} d\cos(i) \cdot 2\pi = \frac{R_p + R_*}{a} \approx \frac{R_*}{a}$$

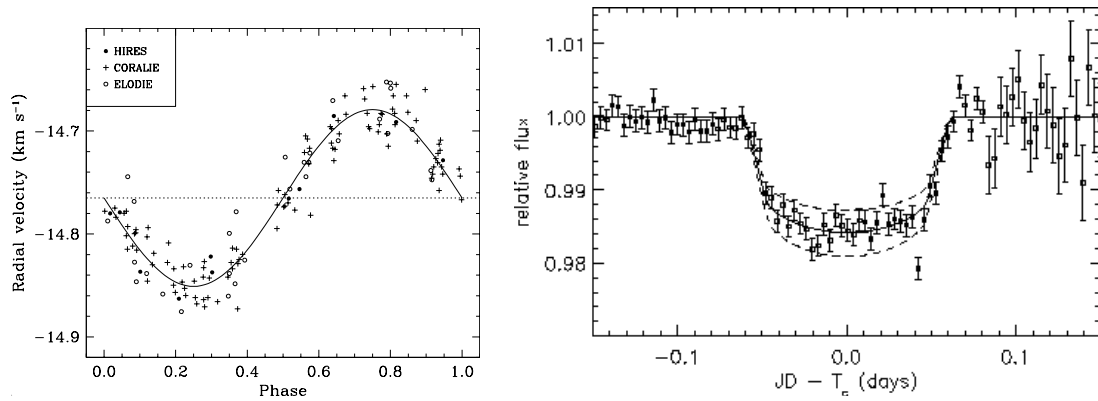


FIG. 1.8 – *Gauche* : Vitesses radiales ELODIE, CORALIE et HIRES/Keck1 phasées, obtenues par Mazej et al. (2000) pour l'étoile HD 209458. *Droite* : Mesures photométriques mettant en évidence le transit, obtenues par Charbonneau et al. (2000) et le modèle ajusté à la courbe de lumière.

La probabilité que se produise un transit est donc d'autant plus élevée que le compagnon est proche de l'étoile-hôte et que l'étoile est massive ($R_{\star} \propto M_{\star}$ au premier ordre). On peut ainsi atteindre des probabilités non négligeables : si $P = 4j$ ($a = 0,05\text{UA}$) et $M_{\star} = 1M_{\odot}$, alors $p_{\text{transit}} = 10\%$; si $M_{\star} = 2M_{\odot}$, la probabilité passe à 20 % dans cet exemple.

Cette méthode au succès *a priori* peu probable a suscité un grand intérêt des astrophysiciens après les premières détections d'exoplanètes. Quand une planète est détectée par une autre méthode, on peut prédire la date du transit et il devient peu coûteux en temps de télescope de vérifier cette possibilité. Ainsi, une planète à très courte période a été détectée autour de HD209458 avec la méthode des vitesses radiales. Son suivi photométrique a mis en évidence l'existence d'un transit (Fig. 1.8, Charbonneau et al. 2000, Henry et al. 2000). Il s'agit de la première détection par une méthode indépendante de celle des vitesses radiales, apportant une confirmation de la nature planétaire de la plupart des candidats exoplanètes détectés avec cette méthode spectroscopique, la plupart seulement car l'inclinaison du plan orbital peut être telle que certaines appartiennent au domaine des naines brunes ($\sin i$ petit).

La méthode des transits permet de connaître l'inclinaison i du plan orbital sur le plan du ciel ; combinée à la méthode des vitesses radiales, elle permet ainsi de connaître la masse M_p du compagnon et pas seulement une limite inférieure. C'est le cas des 9 planètes dont le transit a pu être observé à l'heure actuelle (Konacki et al. 2003, Bouchy et al. 2004, Pont et al. 2004, Alonso et al. 2004, Bouchy et al. 2005a, Sato et al. 2005). De plus, si l'étoile est brillante, une analyse de la composition chimique de l'atmosphère de la planète est possible depuis l'espace, en comparant le spectre de l'étoile pendant et hors transit. Ainsi, quelques constituants de la planète HD 209458 b ont été caractérisés (Charbonneau et al. 2002, Vidal-Madjar et al. 2004) et l'échappement de son atmosphère a été mis en évidence (Vidal-Madjar et al. 2003).

Le télescope spatial de 30 cm de diamètre CoRoT (Convection, Rotation et Transits), lancé cette année, en 2006, doit notamment rechercher des transits planétaires autour de 60000 étoiles jusqu'à la magnitude 16. Il a une sensibilité suffisante pour détecter des planètes deux fois plus grandes que la Terre.

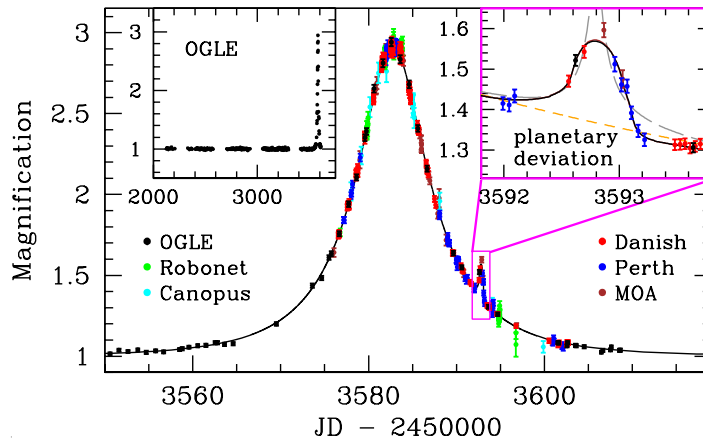


FIG. 1.9 – Illustration d'un événement microlentille.

Transits secondaires

Dans l'infrarouge, une planète géante gazeuse émet suffisamment de lumière pour que l'occultation de la planète par l'étoile produise une baisse de luminosité. La baisse de luminosité correspond à la luminosité de la planète dans cette bande de longueur d'onde et est donc une mesure de la lumière émise par la planète. On peut en déduire la température effective de celle-ci. Cette méthode a été appliquée avec succès dans l'observation des transits secondaires de HD 209458 (Charbonneau et al. 2005), de TRES-1 (Deming et al. 2005) ou encore de HD 189733 (Deming et al. 2006), pour lesquels a été utilisé le télescope infrarouge Spitzer.

D'aucuns considèrent ce type de détection plus direct que la détection d'un transit.

1.3.6 Les microlentilles gravitationnelles

Lorsqu'un objet compact (étoile ou naine brune par exemple), appelé alors *lentille*, passe sur la ligne de visée d'une étoile en arrière plan appelée *source*, il se produit un phénomène appelé microlentille gravitationnelle, dont l'interprétation fait appel à la théorie de la Relativité Générale formulée par A. Einstein : cet objet déforme l'espace environnant, ce qui incurve la trajectoire des photons en provenance de la source et les focalise vers l'observateur. L'amplification de la luminosité de l'étoile-source mesurée par l'observateur en fonction du temps a une forme en cloche. Dans le cas où la source ou la lentille possède un compagnon, il existe un pic secondaire, de plus courte durée.

La méthode des microlentilles est plus sensible aux planètes à grandes séparations. Elle peut sonder un domaine de masses planétaires encore inaccessible par la méthode des vitesses radiales (quelques masses terrestres entre 1 et 4 UA). Par ailleurs, on peut étudier avec cette méthode des étoiles plus lointaines ($d \approx$ quelques kpc) que les cibles typiques des programmes de vitesses radiales ($d < 100$ pc), et donc considérer des lieux de formation planétaire différents. Cependant, un événement microlentille est unique, ce qui interdit une confirmation ou une étude *a posteriori* des candidats planètes détectés avec d'autres méthodes.

A l'heure actuelle, il existe 3 détections pour lesquelles un système planétaire expliquerait

convenablement les observations (Bond et al. 2004, Udalski et al. 2005, Beaulieu et al. 2006). La dernière, annoncée en janvier 2006, concerne un événement microlentille (Fig 1.9) dont l'interprétation est l'existence d'une planète de $5.5 M_{\oplus}$ orbitant à 3 UA autour de l'étoile OGLE-05-390L, vraisemblablement une naine M de $0.2 M_{\odot}$ située à 6.6 kpc du Soleil. Cette découverte a été réalisée via 3 campagnes différentes (PLANET/RoboNet, OGLE, and MOA).

1.4 Propriétés statistiques des planètes détectées

Plus de 180 planètes ont été détectées autour d'autres étoiles que le Soleil, et se répartissent dans plus de 140 systèmes planétaires. Comme on l'a vu, de nombreux paramètres caractérisent ces planètes : masse, rayon, paramètres orbitaux... Mais les caractéristiques de l'étoile-hôte (masse, composition chimique...) font aussi partie des paramètres intervenant dans l'étude de ces planètes et de leur formation. Agrandir l'espace des paramètres explorés, notamment la masse de l'étoile-hôte, permettra de mieux comprendre les systèmes physiques observés, et de mieux contraindre les scénarios de formation proposés.

1.4.1 Statistique de l'existence de planètes

Une première propriété statistique que l'on puisse dériver des études actuelles est le taux de planètes autour des étoiles observées. La recherche de planètes a été essentiellement fructueuse grâce aux programmes utilisant la technique des vitesses radiales. Cette technique est plus sensible aux masses de planète plus grandes et à plus courtes périodes orbitales. Les estimations statistiques concernent donc essentiellement les planètes géantes et sont d'autant plus précises que les séparations sont faibles.

Environ 1% des étoiles de type solaire possèdent des planètes appelées "Jupiters chauds", c'est à dire à courte période ($P \leq 10$ j, soit $a \leq 0.15$ UA pour une étoile de $1 M_{\odot}$) et ayant une masse plus grande que $0,5 M_{\text{Jup}}$ (Udry et al. 2006). Plus précisément, le taux est de $9/1120 = 0.8$ % dans l'échantillon CORALIE limité en volume et duquel ont été ôtées les binaires, et $16/1330 = 1,2$ % dans l'échantillon Lick+Keck+AAT (Marcy et al. 2005) et $0,7$ % dans l'échantillon ELODIE (Naef et al. 2005), après correction de l'efficacité de détection.

Le taux de détection total, limité par l'étendue temporelle des recherches systématiques et leur sensibilité actuelles, est lui de l'ordre de 5-7 %. Plus précisément, $63/1120 = 5,6$ % dans l'échantillon CORALIE ($a \leq 4$ UA), $6,6$ % dans l'échantillon Lick+Keck+AAT ($a \leq 5$ UA), $7,3$ % dans l'échantillon ELODIE ($P \leq 3900$ j).

Ce taux de détection total va augmenter avec l'amélioration de la couverture temporelle et de la sensibilité, avec la découverte de planètes moins massives et/ou plus éloignées de leur étoile, et pourrait atteindre plusieurs dizaines de %, en tenant compte du fait que le nombre de détections est une fonction décroissante en la masse et croissante en la période.

1.4.2 Existence de planètes et métallicité de l'étoile-hôte

A partir d'un échantillon homogène d'étoiles, avec et sans planètes, des études ont montré que la probabilité qu'une étoile abrite une planète est d'autant plus grande que sa teneur en "métaux" est élevée, ce avec une dépendance forte : pour l'échantillon CORALIE, seulement 3 % des étoiles de métallicité solaire ont des planètes, alors que ce pourcentage augmente à 25 % en considérant uniquement les étoiles plus métalliques que 0.3 dex, i.e. deux fois la métallicité solaire (Santos et al. 2003). La probabilité qu'une étoile abrite une planète géante serait approximativement proportionnelle au carré du nombre d'éléments métalliques (Fisher

& Valenti 2005), avec cependant une probabilité demeurant constante et non nulle pour de faibles valeurs de métallicité (Santos et al. 2004b). Par ailleurs, ces auteurs montrent que les abondances $[\text{Li}/\text{H}]$, $[\text{C}/\text{H}]$ et $[\text{N}/\text{H}]$ sont comparables autour des étoiles avec et sans planètes.

Au moins deux hypothèses ont été avancées pour interpréter cette surmétallicité des étoiles à planètes. La première repose sur le fait que la zone convective de l'étoile pourrait avoir été enrichie en éléments lourds par la chute de planétésimaux lors de la formation du système; les prédictions de ce scénario ne sont toutefois pas compatibles avec les observations (pas de corrélation entre métallicité et taille de la zone convective). La deuxième suppose que la capacité d'un disque protoplanétaire à former des planètes dépendrait de sa composition chimique originelle, un disque plus riche en éléments lourds (silicates, poussières) formant alors plus facilement des planètes.

1.4.3 Distribution des masses des planètes

La distribution des masses minimales des compagnons d'étoiles de type solaire fait apparaître deux types de population (Fig. 1.10) : planètes et étoiles de faible masse. La distribution de masses des planètes géantes ne serait donc pas le prolongement de la distribution de masses des étoiles, ce qui milite pour des processus de formation différents. Ces deux populations sont séparées par une zone peu peuplée entre 20 et 80 M_{Jup} (du moins pour des périodes inférieures à 10 ans), correspondant au domaine des naines brunes, et que l'on appelle pour cela "le désert des naines brunes" (Halbwachs et al. 2000) : moins de 0,5% d'étoiles possèderaient un compagnon naine brune en orbite rapprochée ($a \leq 3-4$ UA).

En ce qui concerne la distribution des masses des planètes (issue de la distribution des masses minimales corrigées de la distribution des inclinaisons orbitales i) et en ne considérant que le cas de masses supérieures à 1 M_{Jup} , on constate une forte décroissance du nombre de planètes avec leur masse. Marcy et al. (2005) proposent ainsi une dépendance de la forme $\frac{dN}{dM} \propto M^{-1.05}$ pour leur échantillon FGKM. Cette distribution semble subir une coupure vers 10 M_{Jup} , avec cependant un plateau résiduel jusqu'à environ 15-20 M_{Jup} (Fig. 1.10, Jorissen et al. 2001), i.e. jusqu'à ce qui pourrait constituer une zone de recouvrement entre planètes et naines brunes. Par ailleurs, la diminution du nombre de planètes pour des masses inférieures à 1 M_{Jup} s'explique par la limite de sensibilité des instruments. Si la distribution de ces planètes de plus faible masse suit le même type de loi, on peut en fait s'attendre à découvrir un grand nombre de planètes de masse inférieure à la masse de Saturne.

Le fait que la coupure de la distribution planétaire interviendrait à 10 ou 20 M_{Jup} et non 13 M_{Jup} est souvent présenté comme une preuve que la masse maximum des planètes n'est pas liée à la masse limite de fusion de deutérium (13,6 M_{Jup} plus précisément), et que la définition de la limite planète / naine brune devrait reposer sur le processus de formation plutôt que sur cette masse limite. Cependant, le nombre de planètes détectées est encore insuffisant pour arriver à cette conclusion, et la coupure de la distribution des masses des planètes pourrait bien être compatible avec la masse limite de fusion de deutérium, même si cette coïncidence pourrait être fortuite. A nouveau, nous adopterons ici un point de vue pragmatique, et dirons

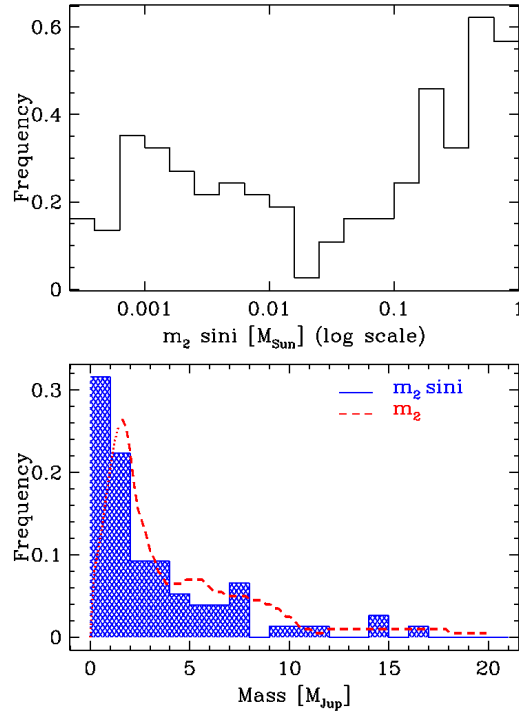


FIG. 1.10 – Distribution des masses des compagnons d'étoiles de type solaire, selon une échelle logarithmique et en masse solaire (haut), et linéaire et en masse de Jupiter (bas). La courbe traitillée représente la distribution corrigée de la distribution des inclinaisons orbitales i (Jorissen et al. 2001).

qu'un corps est une planète si sa masse est inférieure à environ $13 M_{\text{Jup}}$ et est en orbite autour d'une étoile.

1.4.4 Distribution des périodes. Relation masse-période

Le grand nombre de détection de planètes géantes très proches de leur étoile-hôte est a priori surprenante, car leur formation devrait intervenir au-delà de la limite des glaces d'après les scénarios de formation. Ces observations ont conduit à compléter ces scénarios, en ajoutant une phase de migration planétaire au sein du disque (Sect 1.6.1). La distribution des périodes et la relation entre la masse et la période des planètes détectées sont illustrées sur la Fig. 1.11.

On constate l'absence de planètes plus massives que $2 M_{\text{Jup}}$ à courtes périodes (< 100 jours) autour d'étoiles simples, (Udry et al. 2002, Zucker et al. 2002, Pätzold & Rauer 2002), pourtant les plus facilement détectables avec la méthode des vitesses radiales. On remarque aussi le manque de planètes moins massives que $0,75 M_{\text{Jup}}$ à longue (> 100 jours) période (Udry et al. 2002).

Ces observations peuvent s'expliquer par différents processus de migration, dans le cadre du scénario de formation présenté en Sect 1.6.1. Ainsi, le taux de migration orbitale diminuerait avec la masse de la planète (Trilling et al. 1998, Nelson et al. 2000); comme les planètes qui deviendront les plus massives se forment loin de leur étoile hôte (où plus de matière

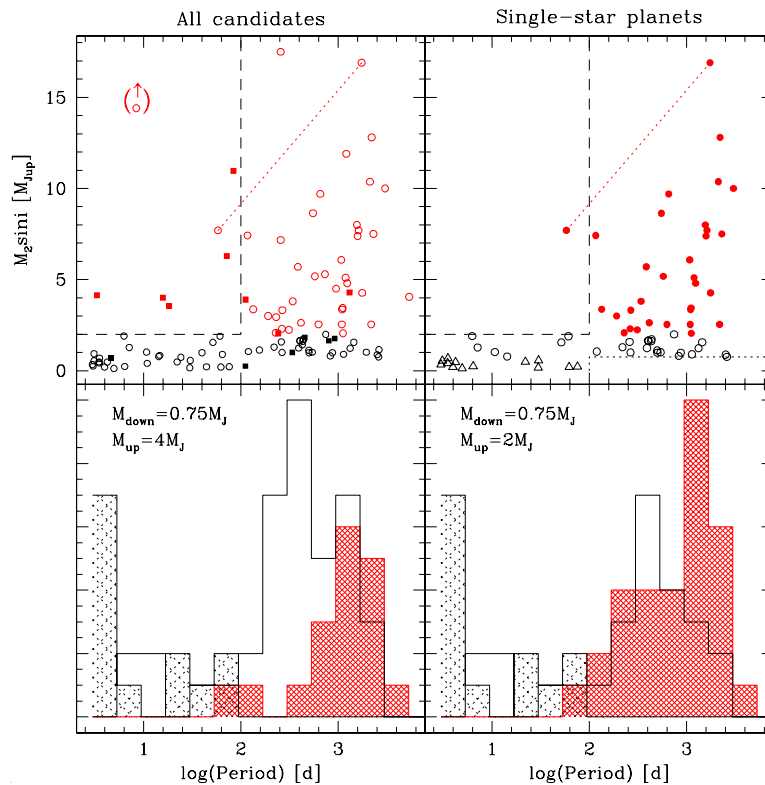


FIG. 1.11 – Relation masse-période. *Gauche* : Position de toutes les planètes connues dans un diagramme (masse, période) (*haut*) et distribution de leur période (*bas*). Les planètes dans des systèmes binaires sont indiquées par des carrés, les planètes autour d'étoiles simples par des cercles. *Droite* : Même diagramme et distribution pour les planètes autour d'étoiles simples seulement. Dans les diagrammes, les triangles correspondent aux planètes les moins massives ($M_p \sin i \leq 0,75 M_{\text{Jup}}$), les cercles vides aux planètes de masse intermédiaire (entre $0,75$ et $2 M_{\text{Jup}}$) et les cercles pleins aux planètes plus massives que $2 M_{\text{Jup}}$. Pour les distributions, les pointillés correspondent aux planètes les moins massives ($M_p \sin i \leq 0,75 M_{\text{Jup}}$), les histogrammes ouverts aux planètes de masse intermédiaire (entre $0,75 M_{\text{Jup}}$ et M_{up}), les hachures aux planètes plus massives que M_{up} , avec $M_{\text{up}} = 4$ ou $2 M_{\text{Jup}}$. Figure extraite de Udry et al. (2003).

est disponible), elles resteraient dans cette zone de formation, d'où le déficit de planètes massives à courte période. Un processus très efficace de migration, dite “emballée” (Masset & Papaloizou 2003), pour une masse inférieure à une valeur critique de l'ordre de $1 M_{\text{Jup}}$, proche de $0,75 M_{\text{Jup}}$, pourrait expliquer le déficit de planètes peu massives à longue période.

Pour les planètes moins massives que $2 M_{\text{Jup}}$, on remarque une plus forte concentration à une période de quelques jours, i.e. une distance de seulement quelques centièmes d'UA par rapport à l'étoile-hôte. Pour cela, on appelle ces dernières les “Jupiters chauds”, ou encore “Pégasides” en référence au prototype 51 Peg b. La concentration est moins forte pour des périodes un peu plus grandes, entre 10 et 100 jours, i.e. des distances de quelques dixièmes d'UA. Ce n'est pas un biais observationnel car la concentration au-delà de 100 jours de période est à nouveau plus importante. Le tout se traduit par une vallée dans la distribution des

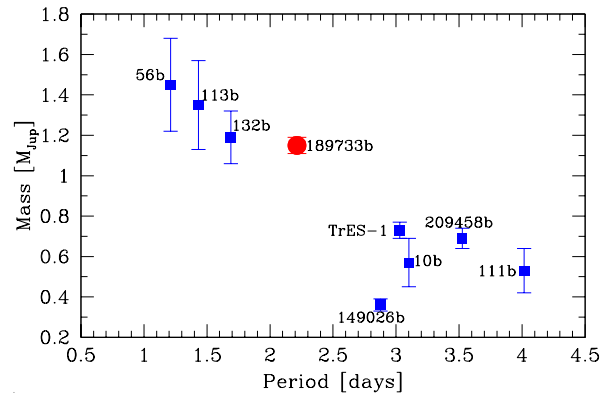


FIG. 1.12 – Diagramme masse-période des 9 exoplanètes avec transit. Figure extraite de Bouchy et al. (2005a) annonçant la dernière planète à transiter découverte (HD 189733, représentée par un cercle).

périodes.

Dans le cadre du modèle de formation planétaire, ces planètes subiraient le processus de migration, qui serait stoppée à une distance de l'ordre de 0,04 UA, par un processus encore mal discerné : troncature du disque près de l'étoile entraînant un arrêt des interactions planète / disque à l'origine de la migration, interaction de la planète avec le champ magnétique de l'étoile...

1.4.5 Relation masse-période des planètes à transit

Une corrélation entre masse et période pour les 6 premières planètes détectées avec la méthode des transits a été mise en évidence (Mazeh et al. 2005).

Une interprétation (Baraffe et al. 2004) suppose que les Jupiter chauds s'évaporent rapidement si leur masse est inférieure à une masse critique qui dépendrait linéairement de la distance à l'étoile. Cependant, cette interprétation n'explique pas que seules les planètes ayant cette masse seuil seraient observées.

Depuis, 3 autres planètes à transit ont été découvertes (Fig. 1.12). L'une d'entre-elles, HD 149026, (Sato et al. 2005) se retrouve bien en dessous de cette courbe, mettant à mal la corrélation. Néanmoins, cette planète a un petit rayon pour sa masse et donc a vraisemblablement un noyau solide de grande taille et une structure différente des autres planètes à transit. La masse critique d'évaporation d'un tel objet pourrait être plus petite...

1.4.6 Distribution des excentricités. Relation excentricité-période

L'excentricité est souvent difficile à déterminer précisément, mais la majorité des orbites planétaires sont assez, voire très excentriques, avec $\langle e \rangle = 0,29$ pour les planètes de période supérieure à 6 jours. Une explication pourrait être la différence de la vitesse de migration au sein des planètes migrant dans le disque lors de la formation du système ; elles seraient alors amenées à interagir fortement, et lors de l'interaction entre deux planètes, l'une d'elle serait

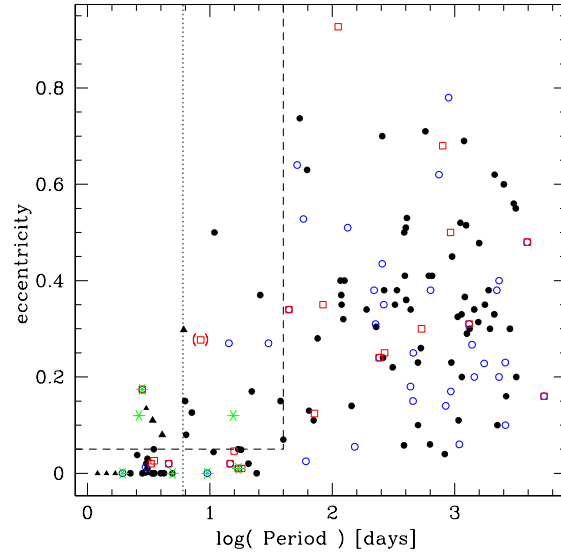


FIG. 1.13 – Diagramme excentricité - période des exoplanètes détectées. Les carrés vides représentent les planètes se trouvant dans un système stellaire multiple, les cercles représentant le cas d’une étoile simple. Les cercles vides correspondent aux planètes appartenant à un système planétaire multiple. La ligne en pointillés indique la période limite de circularisation d’environ 6 jours (Halbwachs et al. 2005). La ligne en traitillés délimite le domaine $e > 0,05$ et $P < 40$ j. Les triangles représentent les planètes appartenant à un échantillon biaisé en métallicité ou dédié à la recherche de transit photométrique. Les astérisques représentent les planètes de la masse de Neptune.

généralement éjectée et l’autre verrait son orbite devenir assez excentrique (Weidenschilling et al. 1996, Rasio et al. 1996, Lin & Ida 1997, Ford et al. 2001). Une autre explication pourrait être l’interaction entre planètes et planétésimaux lors du processus de formation (Levison et al. 1998), ou encore la perturbation de l’orbite par des compagnons stellaires distants (Mazeh et al. 1997, Holman et al. 1997). Mais aucun des mécanismes proposés n’est capable à lui seul de rendre compte de la distribution observée des excentricités.

La figure 1.13 illustre la distribution de l’excentricité en fonction de la période des orbites des planètes détectées. Les planètes géantes à courte période (< 6 jours) ont presque toutes une excentricité proche de 0 ; elles auraient subies une circularisation de leur orbite par effets de marées (Halbwachs 2005). Parmi les planètes détectées à courte période, certaines ont en revanche une excentricité non nulle, comprise entre 0,1 et 0,2 : ces planètes appartiennent à un système stellaire multiple et/ou ont une masse peu élevée, similaire à celle de Neptune.

Par ailleurs, les planètes les plus massives ($> 5 M_{\text{Jup}}$) ont toutes des excentricités plus grandes que les planètes moins massives, ce qui est surprenant si les planètes se forment sur des orbites quasi-circulaires, vue leur plus grande inertie et donc leur plus grande résistance à des perturbations.

Enfin, quelques planètes à longue période et faible excentricité commencent à être détectées, et forment un sous-ensemble appelé “analogues du Système Solaire”.

1.4.7 Les systèmes planétaires multiples

Aujourd'hui plus de 40 des 180 exoplanètes connues sont dans des systèmes multiplanétaires, soit $\sim 25\%$. Quatre planètes ont ainsi été détectées autour de 55 Cnc, trois autour de Upsilon Andromedae, HD 37124 et GJ 876. Les interactions entre planètes peuvent compliquer la recherche de solutions orbitales, car il faut parfois prendre en compte l'interaction gravitationnelle planète / planète en plus des interactions gravitationnelles avec l'étoile.

L'étude des systèmes planétaires est une source d'informations supplémentaires pour comprendre la formation des planètes. Par exemple, les orbites occupées par différentes planètes seront plus stables si les périodes de ces orbites sont dans un rapport entier les unes avec les autres (systèmes résonnants). D'autres systèmes dits hiérarchiques sont constitués de planètes aux périodes d'ordres de grandeur très différents.

Les paramètres orbitaux des systèmes planétaires multiples semblent similaires à ceux des planètes "seules" (actuellement), comme illustré par exemple sur la figure 1.13.

1.4.8 Influence de la multiplicité de l'étoile-hôte

Les propriétés de la vingtaine de planètes se trouvant dans un système stellaire multiple semblent différentes de celles des planètes orbitant autour d'étoiles simples. Par exemple, toutes les planètes massives ($M_p \sin i > 2M_{\text{Jup}}$) à courte période (< 100 j) se trouvent dans un système multiple (1.4.4). Par ailleurs, les planètes à courte période (< 40 j) se trouvant dans un système stellaire multiple ont tendance à avoir une orbite de plus faible excentricité que dans le cas d'étoiles simples (Eggenberger et al. 2004). Il est à noter qu'il existe un biais observationnel envers les planètes à courte période se trouvant dans un système binaire à longue période, situation plus favorable dans le cas de l'analyse de vitesses radiales.

Comme proposé par Zucker & Mazeh (2002), la présence d'un compagnon stellaire et/ou sub-stellaire peut induire des mécanismes de formation planétaire différents, en influant sur le disque, la croissance des planétésimaux, le processus de migration, la stabilité de l'orbite... Ceci pourrait expliquer, par exemple, l'existence de ces planètes massives à courte période, qui ont pu être déplacées d'une orbite extérieure vers une orbite très serrée suite à des perturbations gravitationnelles, ainsi que la faible valeur de l'excentricité des planètes à courte période.

1.4.9 Influence de la masse de l'étoile-hôte. Cas des naines F

La plupart des planètes détectées jusqu'à aujourd'hui ont une étoile-hôte de type solaire (F tardif, G, K). Autour d'étoiles naines M, moins massives que les précédentes, 5 planètes ont été détectées dont 3 ont une masse inférieure à $21 M_{\oplus}$; les planètes géantes pourraient donc être rares autour des naines M. Les modèles de formation (Ida & Lin 2005) prédisent d'ailleurs un pic d'abondance de planètes de la masse de Neptune autour de ces étoiles naines M, mais pas pour les planètes de la masse de Jupiter. Dans le cas d'étoiles de type solaire, ces modèles prédisent en revanche deux pics d'abondance, pour les planètes de la masse de Jupiter et pour celles de la masse de Neptune.

La recherche de planètes autour d'étoiles naines A et F (Galland et al. 2005ab), ainsi qu' autour d'étoiles géantes G et K (Setiawan et al. 2005; Sato et al. 2004; Hatzes et al. 2005) permet d'élargir l'espace des paramètres vers des masses plus grandes et des états d'évolution différents. A terme, ces recherches permettront de mieux connaître la dépendance des mécanismes de formation planétaire en fonction de la masse de l'étoile-hôte. A ce jour, aucune planète n'a été détectée autour d'une étoile A, et seulement une poignée autour d'étoiles F. Noter qu'à masse donnée, une métallicité plus grande rend l'indice de couleur B-V plus grand (l'étoile est plus rouge), et l'étoile a tendance à être classée dans un type spectral plus tardif. Ainsi, HD 33564 avec pourtant une masse évaluée à $1,25 M_{\odot}$, est classée F6V sans doute du fait de sa métallicité assez faible ($[Fe/H]=-0,12$).

Etoile	Type spectral	M_{\star} (M_{\odot})	[Fe/H]	M_p (M_{Jup})	P (jours)	a (UA)	e
HD 89744b	F7V	1.4	0.18	7.99	256.61	0.89	0.67
HD 169830b	F8V	1.4	0.21	2.88	225.62	0.81	0.31
HD 169830c	F8V	1.4	0.21	4.04	2102	3.6	0.33
HD 19994b	F8V	1.35	0.23	2	454	1.3	0.2
Tau Boob	F7V	1.3	0.28	3.9	3.31	0.05	0.
Ups Andb	F8V	1.3	0.09	0.69	4.62	0.06	0.01
Ups Andc	F8V	1.3	0.09	1.89	241.5	0.83	0.28
Ups Andd	F8V	1.3	0.09	3.75	1284	2.53	0.27
HD 208487b	G2V	1.3	-0.06	0.45	123	0.49	0.32
HD 108147b	F8/G0V	1.27	0.2	0.4	10.9	0.1	0.5
HD 89307b	G0V	1.27	-	2.73	3090	4.15	0.27
HD 216435b	G0V	1.25	0.15	1.49	1442.92	2.7	0.34
HD 33564b	F6V	1.25	-0.12	9.1	388	1.1	0.34
HD 179949b	F8V	1.24	0.02	0.98	3.09	0.04	0.05
HD 136118b	F9V	1.24	-0.07	11.9	1209	2.3	0.37

TAB. 1.2 – Caractéristiques des planètes détectées autour d'étoiles naines plus massives que $1,2 M_{\odot}$.

Le tableau 1.2 passe en revue les étoiles naines F (voire G) plus massives que $1,2 M_{\odot}$ autour desquelles une planète a été détectée. Parmi ces 11 étoiles, dont 2 cas de systèmes multiplanétaires, les périodes se distribuent entre 3,3 et 3000 jours (demi-grand axe allant de 0,05 à 4,15 UA), les masses minimum entre 0,4 et $12 M_{Jup}$, les excentricités entre 0 et 0,7. Le diagramme masse-période de ces planètes est visible sur la figure 1.14 (gauche). Comme dans le cas de l'ensemble des planètes détectées en vitesses radiales, il n'existe pas de planète plus massive que $1 M_{Jup}$ avec une période inférieure à 100 j autour d'une étoile simple. Il ne semble pas se dégager de différence avec le cas d'étoiles moins massives, mais les étoiles considérées ici ont une masse inférieure à $1,4 M_{\odot}$. La détection de planètes autour d'étoiles

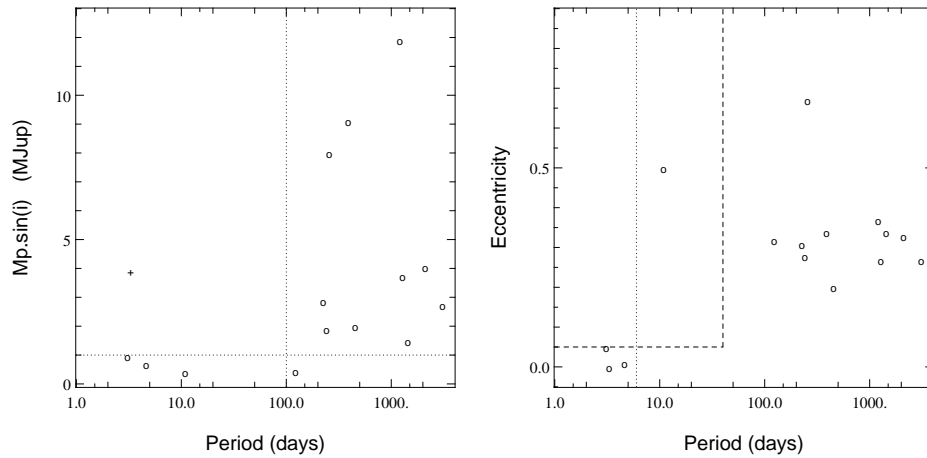


FIG. 1.14 – Gauche : diagramme masse-période des étoiles F (voire G) à planète, plus massives que $1,2 M_{\odot}$. La croix correspond à Tau Boo, qui appartient à un système stellaire double. La ligne pointillée verticale correspond à une période de 100 j, celle horizontale à une masse de $1 M_{\text{Jup}}$. **Droite :** diagramme excentricité-période pour ces étoiles. Les lignes pointillées verticales correspondent à des périodes de 6 et 40 j, celle horizontale à une excentricité de 0,05.

plus massives apporterait un éclairage intéressant. Les excentricités, elles, tendent aussi vers 0 quand la période est plus petite que quelques jours (circularisation de l'orbite par effets de marées avec l'étoile); cependant, on remarque que pour des périodes supérieures à quelques jours, elles sont quasiment toutes (10 sur 12) comprises entre 0,2 et 0,4 et ne couvrent pas aussi uniformément l'espace (e, P) que dans le cas des étoiles moins massives (Fig. 1.14, droite).

Etoile	Type spectral	M_{\star} (M_{\odot})	M_{p} (M_{Jup})	P (jours)
HD 13189b	K2II	4.5	14	471.6
HD 11977b	G8.5III	1.91	6.54	711
HD 104985b	G9III	1.5	6.3	198.2
HD 47536b	K0II	1.1	4.96	712.13
HIP 75458b	K2III	1.05	8.64	550.65
HD 219449b	K0III	-	2.9	182
HD 59686b	K2III	-	5.25	303

TAB. 1.3 – Quelques caractéristiques physiques des planètes détectées autour d'étoiles géantes.

Le tableau 1.3 concerne les étoiles géantes (i.e. à un stade évolutif avancé) à planète : les périodes sont toutes supérieures à 180 jours, ce qui n'est pas étonnant vu le rayon de ces étoiles géantes, et l'impossibilité qu'une planète existe à l'intérieur de l'étoile. Par ailleurs, toutes les planètes détectées ont une masse supérieure à environ $3 M_{\text{Jup}}$, mais il pourrait ne s'agir que d'un biais observationnel lié à la méthode de détection (vitesses radiales).

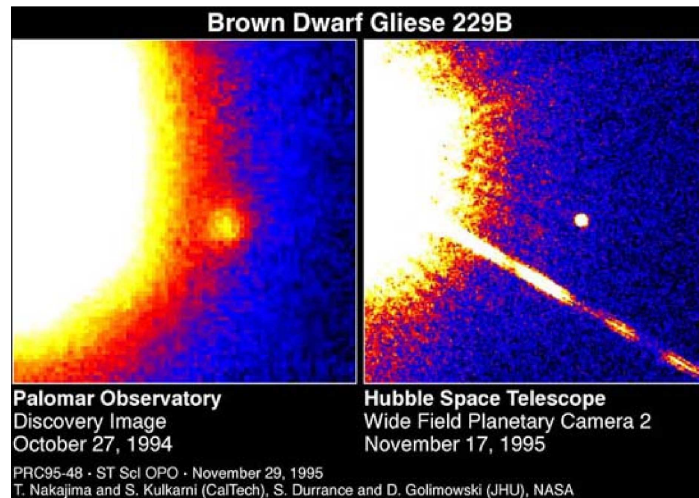


FIG. 1.15 – Images coronographiques de la naine brune Gl 229 B, en orbite autour de l'étoile de faible masse Gl 229 A (M3V, située à 13.6 pc). Ce compagnon naine brune ($T_{eff} \sim 900$ K et $M = 30 M_J$) a été détecté par Nakajima (1995) à l'Observatoire du Palomar en 1994, puis en 1995 avec le télescope spatial Hubble. Il est le prototype de la naine T.

1.5 Propriétés des naines brunes détectées

La détection des premières naines brunes est intervenue presque simultanément à celle des premières planètes extrasolaires, au milieu des années 90, mais avec une méthode différente : l'imagerie directe. Comme souvent, ce sont les progrès technologiques qui ont permis l'émergence des instruments nécessaires. Détecteurs infrarouges et surfaces collectrices suffisantes ont conduit à la découverte de naines brunes dans le champ, par exemple PPL 15 (Stauffer et al. 1994) et Teide 1 (Rebolo et al. 1995) dans l'association des Pléiades, âgée de 120 millions d'années et située à 125 pc. Les progrès de l'imagerie à haut contraste et à haute résolution angulaire permirent la découverte d'un premier compagnon naine brune autour d'une étoile, Gliese 229 (Nakajima 1995, Fig. 1.15). Ce compagnon avait la particularité d'être plus froid que les objets sub-stellaires précédents. De vastes relevés grand champ, dans l'infrarouge, furent alors lancés, tels que DENIS ou 2MASS. Plus de 400 objets ayant une masse dans le régime sub-stellaire sont aujourd'hui détectés dans le champ. Les naines brunes ont été classées en 2 groupes, suivant leurs propriétés spectroscopiques reflétant leur composition atmosphérique : les naines L et T. Il s'agit d'une extension de la classification standard de Harvard qui classe suivant leur température effective les étoiles de la séquence principale des types O aux types M, et qui fut créée elle-aussi sur des bases observationnelles. Les propriétés photométriques de ces deux nouvelles classes d'objets sub-stellaires sont décrites par Legget et al. (2002).

Le premier groupe rassemble les objets ayant des caractéristiques proches de l'objet prototypique GD 165 B ($T_{eff} \sim 1900$ K et $M_p \sim 70 M_{Jup}$). Martin et al. (1997), puis Kirkpatrick et al. (1999) ont défini une nouvelle classe spectrale pour ces objets : les **naines L**. Elles

se distinguent des étoiles M tardives par la disparition des bandes d'oxydes métalliques TiO et VO, l'augmentation de l'importance des raies de NaI et KI, la présence forte de raies de H₂O, et l'existence de raies de CO et d'hybrides métalliques comme CrH et FeH. Ces objets ont une luminosité plus grande dans l'infrarouge, avec un indice de couleur typique ($J - K \sim 1.0 - 1.5$), que l'on interprète par la présence de poussières dans l'atmosphère. La masse n'est pas représentative de la transition entre naines M tardives et naines L. Ainsi, certaines étoiles classées M ont une masse pouvant être aussi petite que $20 M_{\text{Jup}}$.

Le deuxième groupe rassemble des objets plus froids, ayant des caractéristiques proches de l'objet prototypique Gl 229 B ($T_{\text{eff}} \sim 900$ K et $M_p = 30 M_{\text{Jup}}$). Ils constituent une autre nouvelle classe spectrale : les **naines T**. La transition spectrale entre les naines L et T est décrite par Geballe et al. (2002). Dans le spectre infrarouge apparaissent des bandes d'absorption de CH₄, il existe encore celles de H₂O et celles de CO disparaissent. Les fortes raies en absorption dans les bandes *H* et *K* impliquent que dans l'infrarouge, les naines T sont plus bleues que les naines L (ce qui aurait pu sembler paradoxal vue leurs températures effectives), avec un indice de couleur ($J - K \sim 0. - 0.5$).

Concernant les naines brunes du champ, de nombreuses études ont été menées dans les amas ouverts d'étoiles tels que les Pléiades, σ Orionis, ϵ Orionis, le Trapèze, ρ Ophiucus, le Chaméleon... Elle permettent notamment de mieux contraindre la fonction de masse : $\frac{dN}{dM} \propto M^{-\alpha}$, avec α compris entre 0,8 et 1,2 si M est compris entre 0,005 et $1 M_{\odot}$ (e.g. Bouvier 1998 et Bihain 2004). Par ailleurs, le taux de binarité pour des séparations allant de 5 à 20 UA serait de l'ordre de 15% (e.g. Bouy 2003).

Les questions concernant ces objets sont aujourd'hui nombreuses : les naines brunes du champ et celles compagnons d'une étoile ont-elles la même distribution de masse, les naines brunes du champ peuvent-elles être entourées d'un disque, quelle est la distribution spatiale des naines brunes, l'influence de la binarité et de la multiplicité... ?

1.6 Scénarios de formation

Selon les scénarios de formation les plus répandus actuellement, les planètes se formeraient dans le disque entourant les étoiles en formation, et seraient donc des sous-produits de la formation stellaire, alors que les naines brunes se formeraient de façon similaire aux étoiles. Ces scénarios sont développés ci-dessous.

1.6.1 Formation planétaire essentiellement par accrétion

Le scénario de formation des planètes généralement retenu est basé sur le modèle d'accrétion de coeur (Pollack et al. 1996), dans lequel les planètes se forment à partir de **grains** de matière qui grossissent par un processus d'accrétion au sein d'un disque protoplanétaire, et forment des coeurs solides. A lui tout seul, ce modèle d'accrétion de coeur ne rend cependant pas compte de toutes les observations de systèmes exoplanétaires et du Système Solaire, notamment en terme de durée de formation par rapport à la durée de dissipation du disque (environ 10 millions d'années).

Un scénario alternatif au modèle d'accrétion de coeur explique la formation de planètes géantes par une instabilité gravitationnelle dans le disque protoplanétaire (Boss 1997), sur des échelles de temps plus rapides que le modèle d'accrétion, mais dans des disques plus massifs.

La formation des planètes pourrait faire intervenir ces deux types de processus, et être décrite par le modèle d'accrétion de coeur (Pollack et al. 1996), avec toutefois des instabilités gravitationnelles pouvant intervenir par exemple lors de la croissance des grains de la taille du *cm* au *km* pour former des planétésimaux (Youdin & Shu 2002), et lors de la croissance des planètes géantes, par capture emballée du gaz environnant (Ikoma et al. 2000). Ce type de scénario, à base d'accrétion mais faisant aussi intervenir des instabilités gravitationnelles, permettrait la formation des planètes géantes en quelques millions d'années, avant la dissipation du disque ; il est développé ci-dessous. Pour une revue, voir par exemple Lissauer & Stevenson (2006).

Formation et composition du disque protoplanétaire

Le scénario retenu pour la formation des étoiles considère en premier lieu un nuage de gaz et de poussière, se fragmentant suite à des instabilités gravitationnelles, chaque fragment s'effondrant alors sur lui-même. L'existence d'un moment cinétique initial et la conservation de celui-ci résulte en la rotation propre de chaque fragment suivant un certain axe, et en la formation d'un disque de matière, tournant autour d'une étoile centrale en formation et se refroidissant lentement. Ce disque a deux composantes principales : un disque épais de gaz (stable seulement dans les régions suffisamment froides i.e. éloignées de l'étoile) dans lequel baigne un disque de matériaux solides, plus fin suite au freinage résultant des interactions avec le gaz. Ces matériaux solides sont constitués de silicates et de métaux comme le carbone et le fer (qui peuvent se condenser partout dans le disque), et dans les régions suffisamment froides

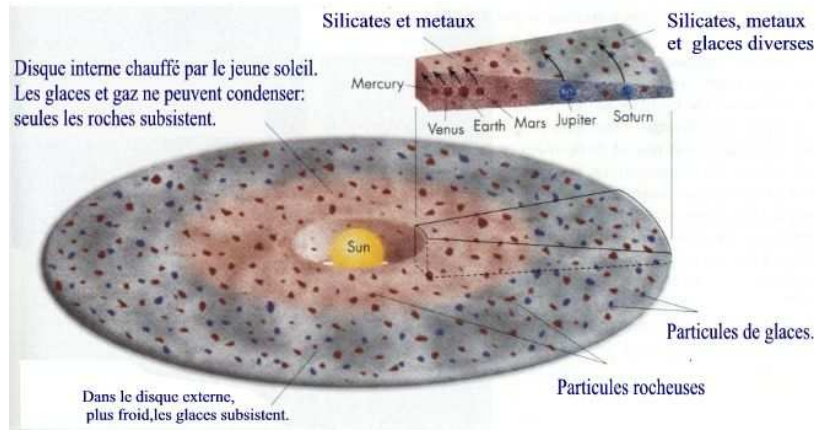


FIG. 1.16 – Structure et composition d'un disque protoplanétaire suivant la distance à l'étoile centrale, illustrées dans le cas du Système Solaire.

i.e. éloignées de l'étoile, d'éléments plus volatiles (eau, ammoniacque, oxydes de carbone...) condensés sous forme de glaces.

Les densités surfaciques de poussière Σ_s et de gaz Σ_g sont souvent paramétrées d'après la nébuleuse solaire de masse minimum (Hayashi 1981) suivant :

$\Sigma_{s,g}(t) [\text{g cm}^{-2}] = I_{s,g} f_{s,g}(t) h_{s,g} (a[\text{UA}])^{-3/2}$ avec $I_s = 10 \eta_{ice}$ et $I_g = 2.4 \cdot 10^3$, où η_{ice} est une fonction créneau délimitant la limite des glaces, c'est-à-dire la distance au delà de laquelle l'eau est sous forme de glace ($a_{ice} = 2,7 \sqrt{L_\star/L_\odot} [\text{UA}]$) : $\eta_{ice} = 1$ si $a < a_{ice}$ et 4 sinon. f_s et f_g décrivent la dépendance temporelle : le gaz se dissipe avec un temps caractéristique τ_{car} choisi entre 1 et 10 millions d'années, tandis que la poussière n'est éliminée que par le mécanisme d'accrétion sur les coeurs, et on considère f_s comme constant au cours du temps : $f_g = f_{g,0} \exp(-\frac{t}{\tau_{car}})$ et $f_s = C^{te}$. h_s et h_g sont des facteurs d'échelle qui accordent f_s et f_g selon la masse de l'étoile considérée : $h_g = h_s = (M_\star/M_\odot)^{0,1,2}$.

La relation entre la masse du disque et la masse de l'étoile est mal connue. Ida & Lin (2005) préfèrent un modèle où la masse du disque dépendrait quadratiquement de la masse de l'étoile car pour les étoiles T Tauri on observe que le taux d'accrétion de matière sur l'étoile est quadratiquement proportionnel à sa masse (Muzerolle et al. 2003, Natta et al. 2004), ce qui laisse supposer que la matière disponible suit la même loi. D'autres auteurs retiennent une relation linéaire ou constante entre la masse du disque et la masse de l'étoile.

Le modèle de l'accrétion de coeur

Dans le disque protoplanétaire décrit ci-dessus, les **grains** constitués de poussières voire de glaces s'agglomèrent et forment des corps de plus en plus gros, jusqu'à atteindre une taille de l'ordre du kilomètre : les **planétésimaux**. La croissance de la taille du μm au cm mettrait en jeu des forces électrostatiques de type Van der Waals. La croissance de la taille du cm au km est, elle, très mal connue, et il existe plusieurs scénarios pour tenter de l'expliquer. L'un d'eux est la croissance des grains par collisions inélastiques (Benz 2000). Un autre scénario (Youdin

& Shu 2002) met en jeu des surdensités de grains qui pourraient devenir gravitationnellement instables et s’effondrer en planétésimaux. Toujours est-il que se formeraient des planétésimaux, grossissant à leur tour, par collisions inélastiques successives engendrées par les interactions gravitationnelles, pour former des **embryons** planétaires ou protoplanètes. La masse d’un embryon dépend des densités surfaciques du disque, de la masse typique des planétésimaux voisins (m) et de la masse de l’étoile (Ida & Lin 2004) :

$$M_c(t)[M_\oplus] \simeq \left(\frac{t}{0.48 \text{ Myr}}\right)^3 \left(\frac{\Sigma_d}{10 \text{ g cm}^{-2}}\right)^3 \left(\frac{\Sigma_g}{2.4 \times 10^3 \text{ g cm}^{-2}}\right)^{6/5} \left(\frac{m}{10^{22} \text{ g}}\right)^{-2/5} \left(\frac{a}{1 \text{ UA}}\right)^{-9/5} \left(\frac{M_\star}{M_\odot}\right)^{1/2}$$

Dans la région interne du disque se produisent des collisions entre protoplanètes, conduisant à des corps plus gros après ré-accrétion des fragments issus des collisions, et formant au final des **planètes telluriques** (comme la Terre ou Mars). Dans la région externe du disque, où plus de matériel est disponible suite à l’existence de glaces et à la dépendance au cube de la masse disponible en fonction de la distance à l’étoile, les embryons sont plus massifs. De plus, la présence de glace facilite le processus d’accrétion via un meilleur “collage”. On peut définir une zone d’alimentation, correspondant à la zone d’influence ou de capture de la planète en formation. Cette zone est décrite avec le rayon de Hill ($r_H = a(M_p/3M_\star)^{1/3}$) et tout corps de plus petite masse compris dans une sphère de rayon $\sim 10 r_H$ est susceptible d’être accrété par l’embryon dominant, à un rythme M_p/\dot{M}_p . Les embryons suffisamment massifs (région externe) arrivent à capturer le gaz environnant, et peuvent ainsi devenir encore plus massifs et atteindre une masse critique (entre 5 et 15 M_\oplus)¹ au-delà de laquelle la capture du gaz se produit de manière emballée, par instabilité gravitationnelle (Stevenson 1982, Ikoma et al. 2000). Ce processus aboutit finalement aux **planètes géantes gazeuses** telles que Jupiter ou Saturne.

La formation finale des planètes s’effectue aux dépens des autres planétésimaux : on parle de phase oligarchique de la croissance des coeurs planétaires, au sein d’un disque de débris : les petits planétésimaux restants dans l’environnement des planètes forment des satellites, des anneaux ou bien sont éjectés et tombent alors sur l’étoile ou les planètes (bombardement dit tardif, formant des cratères d’impact), ou bien peuplent l’équivalent Solaire de la ceinture d’astéroïdes (anneau entre les orbites de Mars et Jupiter), de la ceinture de Kuiper (anneau s’étendant d’environ 30 UA à 100-150 UA) et du nuage de Oort (nuage formant un réservoir cométaire aux confins du Système Solaire, à plusieurs dizaines de milliers d’UA du Soleil). Les interactions entre planètes conduisent à d’autres collisions, qui peuvent expliquer la formation de la Lune et le basculement de l’axe de rotation d’Uranus.

Si la planète en formation a accrété toute la matière à sa disposition dans la zone d’alimentation et se retrouve dynamiquement isolée, sa masse se stabilise, à une valeur $M_{p,is}[M_\oplus] \simeq 0.16(\Sigma_s[\text{g cm}^{-2}]/10)^{3/2}(a[\text{UA}])^3(\Delta a_c/10 r_H)^{3/2}(M_\star[M_\odot])^{-1/2}$.

¹Cette masse critique s’évalue en considérant que le gaz enveloppant la planète n’est plus en équilibre hydrostatique. On obtient ainsi : $M_p^{crit}[M_\oplus] \simeq 10 (\dot{M}_c[10^{-6}M_\odot/\text{yr}])^{0.25}$.

Le processus de migration

Mais la formation et l'évolution des planètes ne se limite pas forcément à ces processus. Leur interaction avec les restes du disque peut se traduire par des mécanisme de freinage ou d'accélération conduisant à la **migration** (Lin et al. 1996, Ward 1997) de certaines d'entre-elles au sein du disque, les faisant se rapprocher ou s'éloigner de l'étoile.

Ce phénomène se produirait si la masse de la planète est supérieure à une valeur critique $M_{p,mig} = A_\nu M_g^{crit}$, avec A_ν compris entre 1 et 10 (migration de type II) et M_g^{crit} la masse seuil à partir de laquelle le disque est localement vidé du gaz (on dit que la planète a ouvert un espace dans le disque, Artymowicz & Lubow 1994) : $M_g^{crit}[M_\oplus] \simeq 3 (\alpha/10^{-4})(a[UA])^{1/2}(L_\star[L_\odot])^{1/4}$ (où α est lié à la viscosité du disque). La masse de la planète au moment où cet espace est vidé est $M_{p,gap} = AM_{g,gap}$ (Bryden et al. 1999) avec $A \sim 3$ et $M_{g,gap}[M_\oplus] = 120 (a[UA])^{3/4}(L_\star[L_\odot])^{3/8}(M_\star[M_\odot])^{-1/2}$. La vitesse de migration est liée au temps typique de migration : $\dot{a} \simeq a/\tau_{mig}$ avec $\tau_{mig}[\text{ans}] = 10^6 f_g^{-1} h_g^{-1} (\alpha/10^{-4})(M_p[M_J])(a[UA])^{1/2}$. La migration s'arrête soit une fois le disque dissipé ($f_g \rightarrow 0$), soit par la chute de la planète sur l'étoile, soit par un autre mécanisme laissant la planète sur une orbite de courte période ($a \sim 0,04 UA$) comme suggéré observationnellement. Ces autres mécanismes pourraient mettre en jeu une troncature du disque près de l'étoile, entraînant un arrêt des interactions planète / disque à l'origine de la migration, ou bien encore l'interaction de la planète avec le champ magnétique de l'étoile...

Les caractéristiques de la migration dépendraient notamment de la masse relative de la planète et du disque : elle serait d'autant plus efficace que ce rapport est petit. Par ailleurs, la migration fournirait une alimentation supplémentaire en poussière, en planétésimaux et en gaz (la zone d'alimentation serait renouvelée continûment) et augmenterait ainsi la masse de ces planètes et/ou diminuerait leur temps de formation, suivant la durée de vie du disque. Au maximum, une planète pourrait accréter toute la matière intérieure à sa position initiale a et atteindre ainsi une masse $\pi a^2 \Sigma_s$. Enfin, les orbites finalement occupées par différentes planètes seront plus stables si ces orbites sont en résonance les unes avec les autres.

Observation de disques

Le premier disque détecté a été celui autour de l'étoile β Pictoris (Smith & Terrile, 1984). On pense qu'il s'agit d'un disque de débris, et l'interprétation de raies spectrales en absorption, variables au cours du temps et avec différentes vitesses radiales, fait appel à la chute de comètes sur l'étoile qui se produirait dans ce système (Lagrange et al., 2004). Par ailleurs, l'existence d'un gauchissement du disque, ainsi que d'un espace central apparemment dépourvu de matière (Fig. 1.17) pourrait être dû à une ou des planète(s) géante(s).

D'autres disques de débris ont été imagés, par exemple autour de HD 141569 (Augereau et al. 1999) et HR 4796 (Schneider et al. 1999) comme illustré sur la Fig. 1.17. Des disques que l'on pense plus évolués ont également été détectés, comme par exemple autour de Véga.

Dans le cadre de la comparaison des processus de formation autour d'étoiles de masse

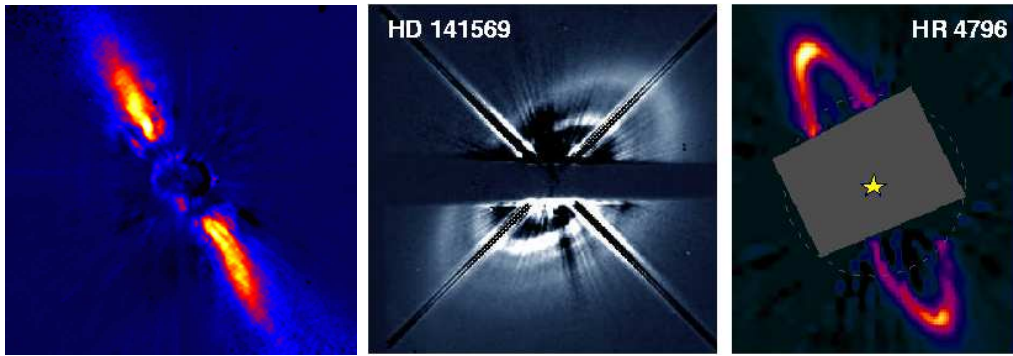


FIG. 1.17 – Gauche : disque de débris autour de β Pictoris. Cette image a été obtenue avec le télescope de 3,6-m de l’ESO, couplé au système d’optique adaptative ADONIS (Mouillet et al. 1997). Droite : disques autour de HD 141569 et HR 4796.

différentes, il est intéressant de noter que pour un même âge de quelques millions d’années, les disques autour d’étoiles T Tauri paraissent moins évolués que les disques autour d’étoiles plus massives telle que HD 141569 et HR 4796 (Lagrange & Augereau 2004). Ceci tendrait à montrer que, de même que l’étoile centrale, les disques autour d’étoiles plus massives évoluent plus vite ; les processus de formation planétaire pourraient alors prendre fin plus rapidement. Par ailleurs, on peut s’attendre à ce que ce soit l’échelle de temps d’évolution de la composante gazeuse qui soit la plus affectée (rayonnement UV de l’étoile), et imaginer ainsi que les planètes formées autour d’étoiles plus massives aient une plus grande proportion d’éléments solides.

En ce qui concerne la possibilité de formation de planètes, la plus grande quantité de matériaux potentiellement disponible autour des étoiles massives, comme nous allons le voir, pourrait compenser cet arrêt plus rapide des processus de formation planétaire.

1.6.2 Influence de la masse de l’étoile-hôte : cas des naines F

Dans le scénario de formation planétaire que nous avons exposé, de nombreuses grandeurs dépendent de la masse de l’étoile :

- la masse du disque augmenterait avec la masse de l’étoile-hôte, suivant une dépendance linéaire ou quadratique suivant les modèles.
- les densités surfaciques de poussière (via η_{ice} et h_s), de gaz (via h_g), car la limite des glaces se situe à $a_{ice}[\text{UA}] = 2,7\sqrt{L_\star/L_\odot}$ et $h_g = h_s = (M_\star/M_\odot)^{0,1,2}$. Ces densités sont donc plus grandes pour les étoiles A-F, et la limite des glaces est plus éloignée de l’étoile.
- la masse typique des planétésimaux M_c est, elle aussi, plus élevée. La zone d’alimentation des embryons, définie par le rayon de Hill, est plus petite pour une étoile de plus grande masse. La masse à laquelle se stabilise une planète en l’absence de migration, $M_{p,is}$, est plus grande.
- la masse critique $M_{p,mig}$ au-delà de laquelle se produit le processus de migration est plus grande, ainsi que la masse seuil pour l’ouverture d’un espace dans le disque.

Les planètes formées seraient donc plus massives pour les étoiles A-F que pour les étoiles de type solaire (si le disque est effectivement plus massif). Le processus de migration serait

moins efficace pour les étoiles A-F, à masse de planète donnée.

L'influence de la masse de l'étoile-hôte sur le processus de formation planétaire est discuté par exemple par Ida & Lin (2005). A l'aide d'un modèle semi-analytique, semi-numérique, ces auteurs simulent l'évolution de planétésimaux dans un diagramme masse-période. Les conditions initiales de leurs simulations sont, pour chaque embryon planétaire, sa distance initiale à l'étoile (demi-grand axe), les densités de surfaces du gaz et de la poussière de son disque parent. Un nombre important de planétésimaux sont ainsi générés de manière aléatoire (simulation Monte Carlo). Leur évolution est ensuite régie par les équations générales de la formation planétaire. Les paramètres de ces équations sont soit issus d'autres modèles (e.g. la viscosité) soit dérivés des observations (e.g. le temps typique de dissipation du gaz dans les disques). La planète formée par chaque embryon est caractérisée par sa masse (somme des matériaux solides et gazeux accrétés) et par une position, pour autant qu'elle ait survécu à la migration. Une analyse statistique du diagramme masse-période résultant devient possible, en vue d'une comparaison avec les observations. Une étude similaire a été menée par Alibert et al. (2005).

Autour des étoiles de $\sim 1 M_{\odot}$, Ida & Lin prédisent deux populations de planètes à très courte période ($a < 0,05$ UA) composées de planètes de la masse de Jupiter et de Neptune (Fig. 1.18, haut et Fig. 1.18, bas). Autour des naines F, ils prédisent également ces deux populations, mais avec une abondance plus importante (N plus grand), et des masses plus grandes (pics déplacés vers les masses plus élevées) que dans le cas d'étoiles de type solaire, ce qui est en accord avec ce que nous avons tiré plus haut du modèle de formation planétaire standard. Leur lieu de formation se situerait dans les deux cas en-deçà et au-delà de la limite des glaces. Leurs simulations prédisent également un déficit de planètes de la masse de Neptune et une plus grande abondance de Jupiters aux périodes intermédiaires ($0,1 - 1$ UA), avec des masses plus élevées. Le cas des naines A n'est pour l'instant pas abordé.

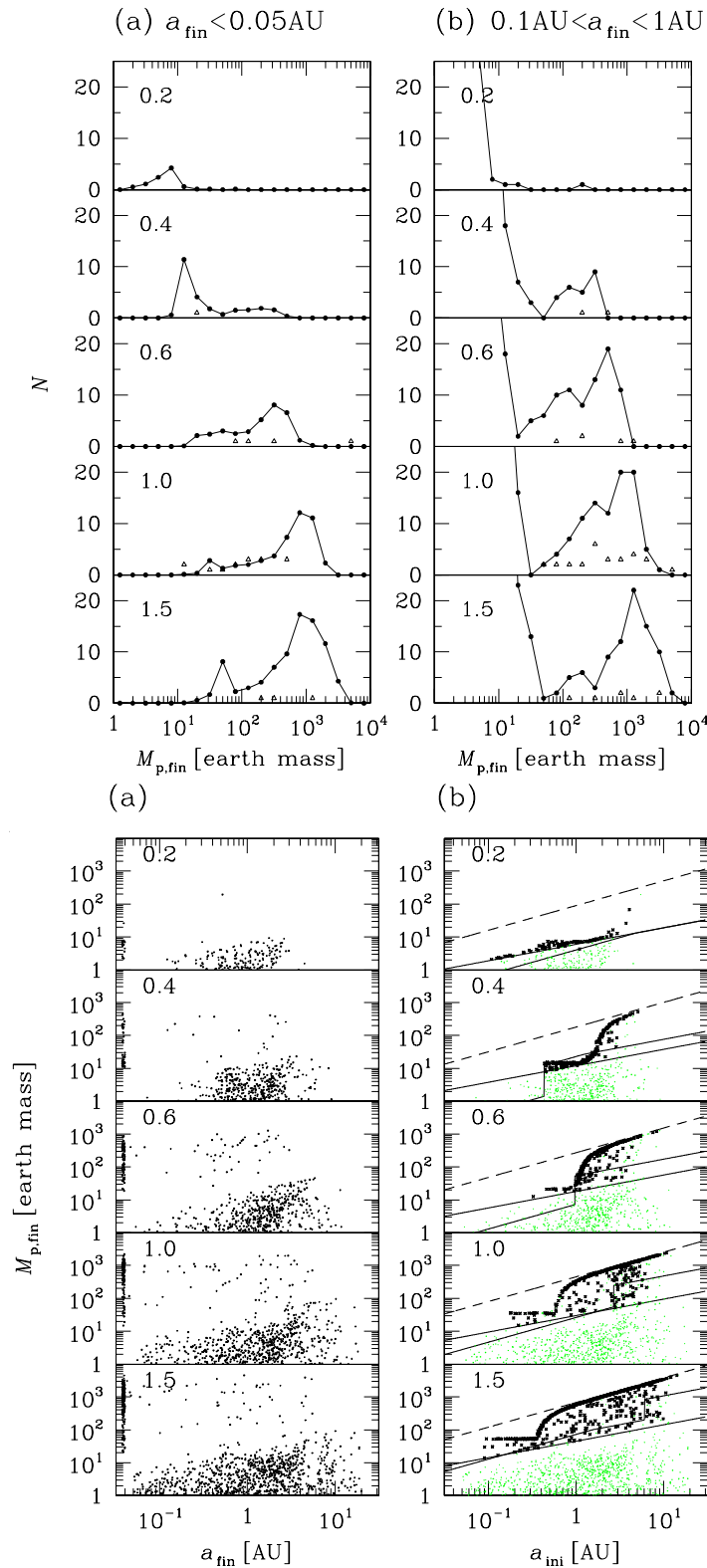


FIG. 1.18 – Haut : distribution des masses des planètes formées pour : *Gauche* : les très courtes périodes ($a_{fin} < 0.05 \text{ AU}$), *Droite* : périodes intermédiaires ($0.1 \text{ AU} < a_{fin} < 1 \text{ AU}$). Les cercles pleins correspondent aux résultats de la simulation, les triangles vides aux observations (Ida & Lin 2005). **Bas :** distribution des séparations et masses prédites par Ida & Lin (2005) : *Gauche* : séparations et masses finales, à $t = 10^9$ ans. *Droite* : séparations initiales et masses finales, pour différentes masses de l'étoile (0.2, 0.4, 0.6, 1.0, 1.5 M_{\odot}). La ligne continue fine indique $M_{p,is}$ pour $f_s = 30$, la ligne continue épaisse la masse seuil ($M_{p,mig} = A_{\nu} M_{g,vis}$) pour l'initiation de la migration (ici $A_{\nu} = 10$) et la ligne traitillée la masse limite ($M_{p,gap} = A M_{g,gap}$) pour l'ouverture d'un espace dans le disque (ici $A = 3,4$).

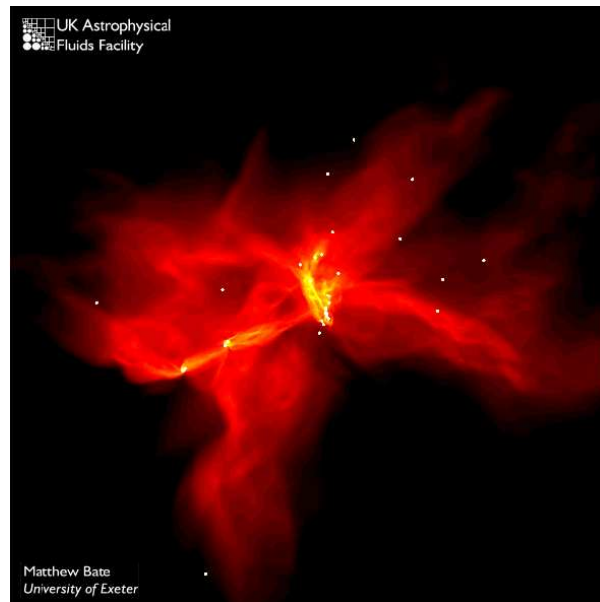


FIG. 1.19 – Simulation de la fragmentation d’un nuage moléculaire suite à une perturbation. Dans les zones de surdensité, des processus compétitifs entre accrétion et interactions dynamiques vont donner naissance à des étoiles et des naines brunes, ce très rapidement, en environ $3 \cdot 10^5$ ans. Il se forme autant d’étoiles que de naines brunes.

1.6.3 Formation des naines brunes

Les processus de formation et d’évolution des naines brunes sont mal compris. Un scénario possible est similaire à celui de la formation des étoiles, du moins au début, en considérant un nuage s’effondrant suite à une perturbation gravitationnelle, dans lequel grossiraient par accrétion les futures naines brunes.

Effondrement gravitationnel dans un nuage

Ce scénario de formation des naines brunes (e.g. Bodenheimer 1999) est tout à fait similaire à celui de la formation des étoiles : suite à une perturbation gravitationnelle, un nuage de gaz et de poussières gravitationnellement instable se fragmente et les fragments s’effondrent sur eux-mêmes. Ce processus peut se produire si la densité des fragments est supérieure à une densité critique, dite de Jeans. Ce scénario paraît improbable, vue la faible masse des naines brunes formées par rapport à la masse de Jeans associée à cette densité, même si sa valeur diminue avec la température et en considérant donc un nuage froid.

Ejection de coeurs sub-stellaires formés par accrétion

Un autre scénario (Reipurth & Clarke 2001), considérant là encore un nuage en fragmentation, suppose que les corps menant aux naines brunes grossissent par accrétion de gaz dans les zones de surdensités du nuages (Fig. 1.19). Ce processus mène, sur des échelles de temps d’environ 10^5 ans, à la formation de coeurs sub-stellaires dans des systèmes multiples

instables, dont ils peuvent être éjectés par interactions dynamiques. Ces coeurs sub-stellaires seraient alors privés d'alimentation en gaz et interrompraient leur croissance : ce seraient alors des "étoiles manquées". On peut aussi imaginer que le coeur sub-stellaire reste en orbite stable autour d'une étoile, devenant ainsi son compagnon.

Ce processus serait suffisamment efficace pour former un nombre de naines brunes similaire à celui des étoiles (Bate et al. 2002). Toutefois, cette étude ne prédit pas la fréquence de formation des naines brunes isolées, des naines brunes compagnons d'étoiles de différentes masses, des binaires de naines brunes ou des naines brunes abritant un disque circumstellaire.

Effondrement gravitationnel dans un disque

Un autre scénario pouvant expliquer la formation d'une naine brune en orbite autour d'une étoile met en jeu une instabilité gravitationnelle dans le disque protoplanétaire d'une étoile (Whitworth & Goodwin 2005), menant à l'effondrement de gaz et de poussières et à la formation d'un coeur sub-stellaire de manière semblable aux mécanismes de formation stellaire.

D'autres scénarios sont également invoqués; tous ne sont pas mutuellement exclusifs et pourraient exister sous forme de processus de formation concurrents.

1.7 Recherche autour de naines A-F : spectroscopie, imagerie

1.7.1 Propriétés caractéristiques des naines A-F

Fonction de masse

Les étoiles de type spectral A représentent entre 1/4 et 1/5 de toutes les étoiles visibles, mais si on considère un échantillon limité en distance, alors leur proportion tombe à moins de 1%! A noter : les naines sont plus fréquentes que les autres.

Les étoiles de type spectral F représentent, elles, environ 14% de toutes les étoiles visibles, mais si on considère un échantillon limité en distance, alors leur proportion tombe à moins de 2,5%! Par ailleurs, la moitié des étoiles F sont des naines.

Masse, rayon, température, gravité

Le tableau 1.5 rassemble quelques caractéristiques des étoiles naines de type spectral A et F (ainsi que G, K, M pour comparaison), d'après Schmidt-Kaler (1982).

Type Spectral	M_{\star} (M_{\odot})	R_{\star} (R_{\odot})	T_{eff} (K)	$\log g/g_{\odot}$	U-B	B-V	R-I
B8V	3.8	3.0	11900	-0.4	-0.34		
A0V	2.9	2.4	9520	-0.3		-0.02	
A5V	2.0	1.7	8200	-0.15		+0.15	
F0V	1.6	1.5	7200	-0.1		+0.30	
F5V	1.4	1.3	6440	-0.1		+0.44	
F8V	1.2	1.2	6200	-0.05		+0.5	
G0V	1.05	1.1	6030	-0.05		+0.58	
G5V	0.92	0.92	5770	+0.05		+0.68	
K0V	0.79	0.85	5250	+0.05		+0.81	
K5V	0.67	0.72	4350	+0.1		+1.15	
M0V	0.51	0.60	3850	+0.15			+0.92
M5V	0.21	0.27	3240	+0.5			+1.61
M8V	0.06	0.10	2640	+0.5			+2.4

TAB. 1.4 – Quelques caractéristiques physiques des étoiles naines appartenant à la séquence principale, de type spectral B8V à M8V. M_{\star} , R_{\star} , T_{eff} et $\log g$ sont la masse, le rayon, la température effective et la gravité de surface de l'étoile. I.C. est son indice de couleur : U-B pour le type spectral B8V, B-V pour les types spectraux A à K, R-I pour les types spectraux M.

Composition chimique

Le spectre des étoiles A ne contient presque pas de raies de HeI mais de fortes raies de Balmer, de CaII, et d'autres raies métalliques de plus en plus fortes de A0 à A9 ; les éléments principaux sont ainsi : H, FeI, FeII, CrI, CrII, TiI, TiII (2/3 de toutes les raies). Le nombre de raies augmente rapidement de A0 à A9, et les raies se recouvrent plus ou moins. Par exemple, pour les A0, le domaine de longueur d'onde compris entre 3900 et 4500 Angström contient 13 raies plus larges que 0,1 Angström ; pour les F2, 87 raies.

On dénote des caractéristiques spectroscopiques souvent très particulières pour les étoiles de type spectral B à F, notamment pour le CaII, SiII, CrII et pour les éléments rares. Certaines étoiles, plus particulières que d'autres, sont notées "CP" (Chemically Peculiar). De façon générale, il existe une très forte individualité pour ces étoiles de type spectral précoce (Jaschek & Gomez, 1998).

Le spectre des étoiles de type spectral F contient de fortes raies de CaII (K et H), qui deviennent plus importantes que les raies de H, ainsi que beaucoup de raies métalliques (FeI, FeII, CrII, TiII ...).

Position dans le diagramme de Hertzsprung-Russel

La figure 1.20 montre la position des étoiles naines A-F, appartenant donc à la séquence principale, dans le diagramme de Hertzsprung-Russel.

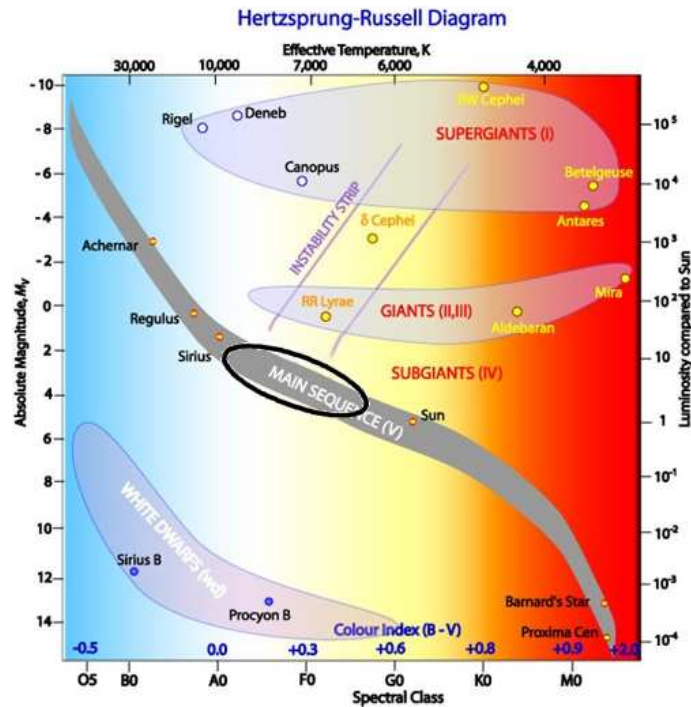


FIG. 1.20 – Position des étoiles naines A-F dans le diagramme de Hertzsprung-Russel.

Caractéristiques du coeur et de l'enveloppe stellaire

Pour une masse de l'étoile $M_{\star} < 1,5 M_{\odot}$ (ordre de grandeur), les modèles de structure stellaire prédisent l'existence d'un coeur radiatif, au centre duquel se déroulent des réactions nucléaires mettant en jeu la chaîne p-p, et d'une enveloppe convective. Les mouvements de convection se déroulant dans l'enveloppe sont dus à un fort gradient de température, découlant d'une forte variation de l'opacité elle-même liée à la transition entre hydrogène ionisé (en profondeur) et hydrogène neutre (en surface). Au-delà d'une masse de l'étoile M_{\star} d'environ $1,5 M_{\odot}$ (ordre de grandeur), la température effective devient de plus en plus grande, et la quantité d'hydrogène neutre diminue, ce qui entraîne une diminution des mouvements de convection dans l'enveloppe, qui devient complètement radiative pour une masse de l'étoile de l'ordre de 2 à $3 M_{\odot}$ (Schatzman & Praderie 1990). Par ailleurs, toujours pour $M_{\star} > 1,5 M_{\odot}$, le coeur devient convectif, car les réactions nucléaires font alors intervenir la chaîne CNO, d'où une libération d'énergie plus grande et un plus grand gradient de température.

Intensité du champ magnétique ; vitesse de rotation et autres conséquences

La combinaison de mouvements de convection et de la rotation différentielle de l'étoile engendre un champ magnétique. Le champ magnétique dans l'enveloppe et à l'extérieur d'une étoile de masse plus grande que $1,5 - 2 M_{\odot}$ serait donc d'intensité plus faible.

Or, quand il existe, le champ magnétique est notamment à l'origine d'un ralentissement de l'étoile, suite à une perte de moment cinétique par interaction entre ce champ et le milieu extérieur (vent solaire...). Ceci peut expliquer le saut observé dans la vitesse de rotation projetée entre les étoiles naines A et F (domaine de masse de $1,5 - 2 M_{\odot}$; Erspamer & North 2003). Le tableau 1.5 fournit les vitesses de rotation projetées moyennes observées pour les étoiles A et F, en fonction de différents sous-types spectraux et classes de luminosité (Jaschek & Jaschek 1987).

Type Spectral	classe V	classe III	classe I	Ap	Am
A0	119	22	40		
A3	123	73			
A5	130	96	28	40	43
A7	118	110			
F0	70	130	30		
F2	50				
F5	25	45			
F8	15	45			

TAB. 1.5 – Vitesse de rotation projetées moyennes (en km/s) en fonction du type spectral.

Par ailleurs, on s'attend à ce que les effets de l'existence d'un champ magnétique, tels que l'existence de taches à la surface stellaire ou l'existence de raies en émission dans les raies en absorption de Ca H et K, soient moins importants voire inexistantes pour ces étoiles plus massives que $1,5 - 2 M_{\odot}$.

Ainsi, pour ces étoiles de type précoce, plus massives que $1,5 - 2 M_{\odot}$, la faible importance de l'enveloppe convective entraîne un champ magnétique faible d'où une plus grande vitesse de rotation et *par ailleurs* une faible activité magnétique (a priori). Les étoiles naines de type spectral A précoce et intermédiaire seraient ainsi quasiment inactives, ce que confirmerait leur faible luminosité en rayons X, émis par la couronne chauffée de façon non radiative mais par le champ magnétique (Radick et al. 1998). On observe par ailleurs que les étoiles naines de type spectral F intermédiaire sont très stables en terme d'activité magnétique, ce indépendamment de leur vitesse de rotation (Radick et al. 1998), même si l'émission en UV atteint, elle, un pic pour $B-V = 0,28$ (type spectral F0V typiquement) et est observée jusqu'à $B-V = 0,25$ (Simon & Landsman 1991). Dans ces cas où une activité est détectée en UV, elle n'est effectivement pas corrélée avec $v \sin i$ pour les types spectraux plus précoces que F5V (Simon & Landsman 1991).

Au contraire, pour les étoiles plus tardives, il existe un champ magnétique plus ou moins important, et on observe une activité magnétique d'autant plus grande que la masse de l'étoile est élevée et que sa vitesse de rotation est grande (Radick et al. 1998), mais dans ce cas c'est la plus grande vitesse de rotation qui est la *cause* d'une plus grande activité magnétique ; c'est notamment le cas des étoiles jeunes, de type T Tauri.

Cas des naines Ap, Am, Ae

Les étoiles Ap ("peculiar") et Am ("magnetic") ont une température effective comprise entre 8000 et 30000K. Leur atmosphère montre une surabondance et/ou une déficience en certains éléments (métaux resp. Ca par exemple), suite à une séparation des éléments chimiques par la gravitation ou par la pression de radiation (stratification verticale). Cela se traduit par des anomalies spectrales, différentes suivant la température effective et variables avec le temps. Elles ont une faible vitesse de rotation (< 100 km/s), ayant vraisemblablement subi un ralentissement important à cause du fort champ magnétique supposé pouvoir exister pour ces étoiles. Les étoiles Am appartiennent presque toujours à un système binaire à courte période (1-100j) ; les interactions entre les deux étoiles pourraient être à l'origine du ralentissement de la rotation des étoiles sur elles-mêmes.

Le spectre des étoiles Ae ("emission") contient des raies en émission ($H\alpha$, voire CaII) ; leur faible vitesse de rotation produit des raies fines de H.

Il existe très peu d'objets particuliers parmi les étoiles F (on trouve cependant les étoiles Fp et Fm, queue de la distribution des Ap et Am).

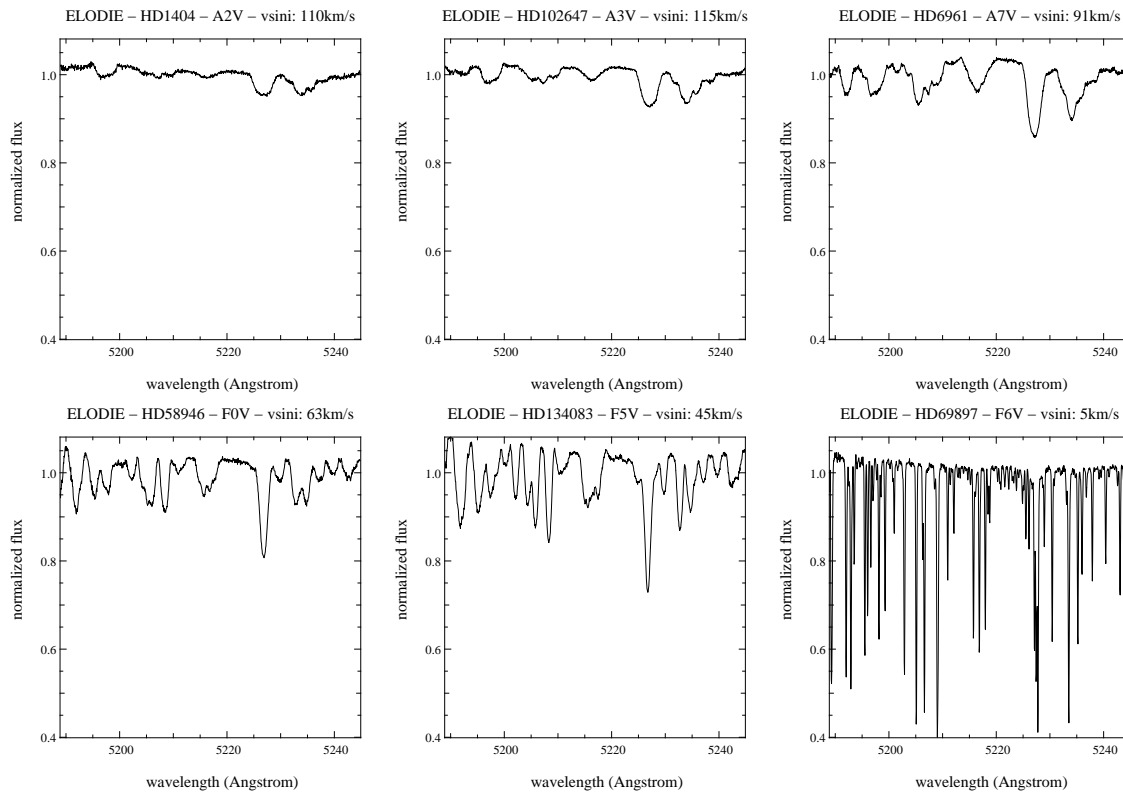


FIG. 1.21 – Exemples de spectres acquis avec ELODIE. Noter l’effet du type spectral et de $v \sin i$ sur le nombre, la profondeur et la largeur des raies.

1.7.2 Enjeux, difficultés

La recherche de planètes et de naines brunes autour d’étoiles de séquence principale mais plus massives que le cas des étoiles de type solaire doit permettre d’éclairer le(s) processus de formation à l’origine de ces corps, en faisant varier un paramètre du problème supplémentaire : la masse de l’étoile-hôte. A masse donnée, la comparaison avec le cas des étoiles géantes permettra, elle, d’évaluer l’impact de l’âge sur ce(s) processus. La seule existence d’une planète autour d’une étoile A montrerait ainsi que des planètes ont le temps de se former autour de ces étoiles qui évoluent plus vite que les étoiles plus froides, et dont le disque pourrait également se dissiper plus vite.

Mais les difficultés de cette recherche sont nombreuses et profondes, en particulier avec la technique du décalage Doppler des spectres de l’étoile.

Difficultés de la méthode spectroscopique des vitesses radiales

La plupart des recherches de planètes, du moins avec la prolifique méthode des vitesses radiales, se sont focalisées sur les étoiles de type spectral F tardif, G, K, M, car ces étoiles possèdent un grand nombre de raies (plusieurs milliers), qui plus est peu élargies par rotation de l’étoile sur elle-même ($v \sin i < 10$ km/s typiquement). Les étoiles naines M posent des

problèmes spécifiques, comme la détermination du continuum (indétermination due à la très grande abondance de raies d'absorption), mais surmontés par différentes équipes.

Dans le cas des étoiles A et F précoces, le nombre de raies d'absorption est souvent si faible (quelques dizaines à quelques centaines) et leur profondeur si peu importante (suite à un fort élargissement dû à la rotation rapide de l'étoile : $v \sin i$ varie de 5 km/s à plusieurs centaines de km/s), que la plupart des acteurs du domaine pensaient jusqu'à récemment qu'il était impossible de mesurer des vitesses radiales avec suffisamment de précision pour atteindre le domaine planétaire.

De plus, la méthode de corrélation croisée numérique s'avérait inadaptée au cas de ces étoiles possédant peu de raies d'absorption, qui plus est souvent très larges ($v \sin i$ grand) et se superposant. Ces étoiles précoces ont aussi d'importantes spécificités spectrales, variant d'une étoile à une autre, même au sein d'un même type spectral et d'une même classe de luminosité, et avec une vitesse de rotation similaire.

Mais nous disposons depuis peu d'une méthode permettant d'effectuer ce type de recherches sur des étoiles de type spectral A et F précoce, ayant le cas échéant une très grande vitesse de rotation projetée ; cette méthode sera détaillée plus loin. Les deux paramètres-clés en seront $v \sin i$ et l'indice de couleur B-V (que l'on peut relier grossièrement au type spectral, à l'empreinte des raies du spectre). Nous avons donc décidé de lancer des recherches systématiques, autour d'étoiles de type spectral B tardif, A, jusqu'à F tardif (F7), faisant ainsi le lien avec les autres recherches systématiques en cours.

Méthode de l'imagerie directe à haute résolution et haut contraste

Parallèlement à ces recherches en spectroscopie, nous avons décidé d'observer les mêmes étoiles en imagerie, afin de :

- détecter des compagnons naines brunes (vues les limites de détection) dans un domaine complémentaire de séparation avec l'étoile-hôte. En effet, seules les périodes orbitales suffisamment petites sont accessibles avec des observations en vitesses radiales car elles sont limitées par la plage de temps sur laquelle se déroulent les mesures ; de plus, l'amplitude de la variation des vitesses radiales est d'autant plus petite que la séparation est grande. *A contrario*, détecter un compagnon en imagerie sera d'autant moins difficile qu'il est éloigné de l'étoile-hôte, car sa PSF est alors moins noyée dans celle de l'étoile.

- déterminer la multiplicité des étoiles de l'échantillon, en vue d'une étude statistique ultérieure en lien avec les planètes, détectées ou non.

1.7.3 Échantillon

La définition d'un échantillon d'étoiles lors de recherches systématiques est d'importance, puisqu'il faut par exemple être le plus efficace possible et se focaliser sur les cas les plus favorables, tout en ne biaisant pas (ou le moins possible) l'échantillon, afin de pouvoir tirer des conclusions statistiquement pertinentes de l'étude.

Un échantillon limité en volume

Ne pouvant observer toutes les étoiles A-F de la galaxie en quelques années, il est nécessaire de choisir un échantillon d'étoiles sur lequel focaliser les recherches. Afin de ne pas biaiser d'éventuelles études statistiques ultérieures, on choisit comme critère de sélection la distance des étoiles par rapport au Système Solaire, ce qui permet de définir un échantillon limité en volume. Nous utilisons pour cela la parallaxe de ces étoiles, en utilisant les données d'Hipparcos (ESA 1997). Les étoiles dont la parallaxe relative n'est pas connue à mieux que 20 % ont été éliminées. Comme le nombre d'étoiles contenu dans un certain volume augmente quand le type spectral devient plus tardif, du moins pour les étoiles B, A et F, la distance-limite a été choisie différente suivant le type spectral, avec comme contrainte de considérer un nombre équivalent d'étoiles A et F. Plusieurs échantillons ont été définis : l'échantillon I correspond à une sélection en parallaxe de 18" (56 parsec) pour les étoiles A (voire B tardives) et 30" (33 parsec) pour les étoiles F (Fig. 1.22). Cette sélection "en escalier" pourrait être améliorée en faisant varier linéairement la distance-limite en fonction de la couleur (indice B-V), caractéristique d'un type spectral donné.

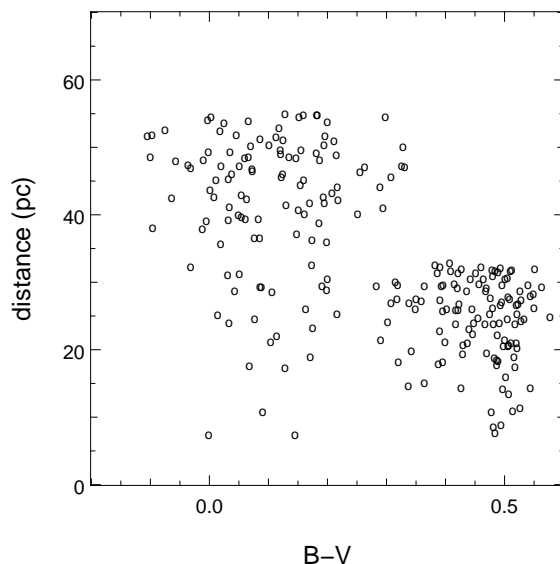


FIG. 1.22 – Sélection en volume des étoiles de l'échantillon.

Des étoiles appartenant à la Séquence Principale

Nous restreignons ensuite les recherches aux étoiles appartenant à la séquence principale : ainsi, les étoiles étudiées seront des étoiles naines, ce qui améliore la limite de détectabilité en masse d'éventuels compagnons. Pour ce faire, on peut considérer le diagramme de Hertzsprung-Russel ; il faut alors connaître la distance des étoiles avec une certaine précision (pour obtenir leur magnitude absolue), par exemple via leur parallaxe. On utilise à nouveau les données d'Hipparcos (les étoiles dont la parallaxe relative n'est pas connue à mieux que 20 % près ont déjà été éliminées à l'étape précédente). La figure 1.23 représente l'ensemble des étoiles de l'échantillon limité en volume défini précédemment, après élimination des étoiles plus éloignées que 2,5 magnitudes de la séquence principale, ce que l'on considère comme satisfaisant. En plus d'être naines et donc le moins massives possibles, ces étoiles ont ainsi de meilleures chances d'être un tant soit peu stables.

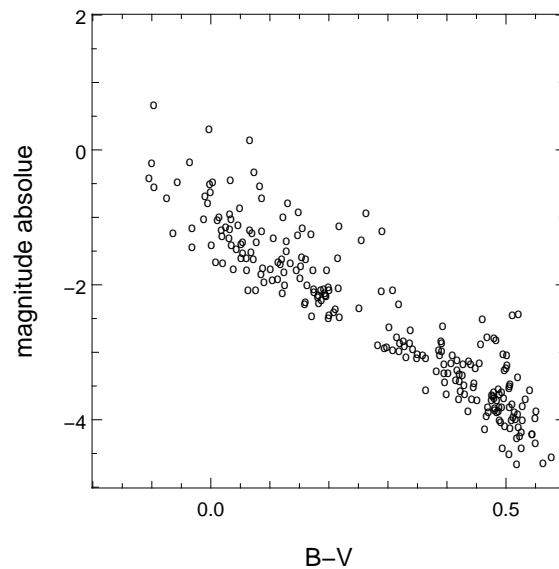


FIG. 1.23 – Appartenance des étoiles sélectionnées à la Séquence Principale.

Elimination des cas défavorables

Les cas les plus défavorables sont ensuite éliminés, pour les raisons suivantes :

- binaire spectroscopique (SB1 et SB2), car les systèmes de raies se recouvrent au moins par moments ; elles ont été repérées soit dans le catalogue Hipparcos, soit dans les mesures effectuées avec le spectrographe CORAVEL.

- binaire visuelle serrée (séparation inférieure à 5" pour HARPS vu la bonne précision du guidage et compte tenu du seeing, et séparation inférieure à 10" pour ELODIE, où le seeing

peut atteindre 5-6"). En effet, la lumière provenant de l'étoile compagnon pourrait être captée par la fibre d'entrée du spectrographe, en plus de celle de l'étoile cible, ce qui entraînerait une pollution des spectres. Elles ont été repérées dans le catalogue Hipparcos.

- étoiles variables en luminosité (variations supérieures à 0,06 mag), telles que les étoiles pulsantes de type δ Scuti et γ Doradus. En effet, ces variations photométriques risquent d'aller de pair avec des variations de vitesse radiale (en cas de pulsations de la surface de l'étoile par exemple, là où se forment les raies d'absorption utilisées). Les étoiles δ Scuti ont été repérées dans Rodriguez et al. (2000). Les étoiles γ Doradus ont été repérées dans Mathias et al. (2004), et sur <http://www.astro.univie.ac.at/dsn/gerald/gdorlist.html>. Un certain nombre d'étoiles demeurant dans l'échantillon se sont révélées être des étoiles pulsantes : beaucoup d'entre-elles n'apparaissent pas dans ces catalogues et n'étaient pas connues, certaines étaient passées au travers de la sélection. Nous avons développé des méthodes pour diagnostiquer la présence de pulsations ; elles sont développées dans le Chapitre 3.

- étoiles de type spectral Am ou Ap. En effet, elles ont des anomalies spectrales pouvant être variables au cours du temps et appartiennent souvent à un système double.

Sans être un critère d'élimination, les étoiles de très grande vitesse de rotation projetée (supérieure à 200 km/s) sont placées en priorité moindre. Les vitesses de rotation sont tirées des catalogues J/ApJ/573/359 Rotational velocities of B stars from BSC (Abt et al. 2002) pour les étoiles de type spectral B, J/ApJS/99/135 Rotation and Spectral Peculiarities (Abt et al. 1995) pour les étoiles de type spectral A, III/226 Rotational Velocities of Stars (Glebocki 2000) pour les étoiles de type spectral F. Ces catalogues sont disponibles dans la base de données SIMBAD gérée par le CDS à Strasbourg (<http://simbad.u-strasbg.fr>).

Echantillons

L'échantillon I contient 524 étoiles appartenant à la Séquence Principale. Dans cet échantillon I est défini un sous-échantillon Ia, restreint aux étoiles ayant une classe de luminosité V selon Simbad, améliorant les chances de considérer les étoiles appartenant à la Séquence Principale, même si le type spectral est souvent entaché d'erreurs. Cet échantillon Ia contient 318 étoiles ; parmi elles, 91 étoiles sont éliminées pour une des raisons vues précédemment. Il reste alors **228 étoiles**, qui ont été réparties entre les deux spectrographes utilisés, **ELODIE** (hémisphère nord) et **HARPS** (hémisphère sud) de telle sorte :

Instrument	Nombre d'étoiles	Type Spectral B..V	Type Spectral A..V	Type Spectral F..V
Total ELODIE	120	2	62	56
Total HARPS	143	4	67	72
ELODIE et HARPS	35	0	20	15
Total	228	6	109	113

TAB. 1.6 – Echantillon (Ia) d'étoiles naines A-F pour des recherches systématiques.

Les résultats obtenus sont décrits dans le Chapitre 4. On pourra agrandir cet échantillon de deux façons : en considérant des étoiles plus éloignées (on augmente le volume exploré autour du Soleil) ce qui définirait un échantillon II, ou en considérant les étoiles de l'échantillon I qui ne sont pas dans l'échantillon Ia (n'ayant donc pas une classe de luminosité V selon Simbad, mais appartenant sans doute tout de même à la Séquence Principale vu le diagramme H.R.), ce qui constituerait un échantillon Ib.

Une nouvelle méthode de mesure
de vitesses radiales

Chapitre 2

Une nouvelle méthode de mesure de vitesses radiales

2.1 Description de la méthode

Nous allons décrire une méthode (Chelli 2000) pour mesurer des décalages en vitesse radiale, notamment pour les étoiles de type spectral A et F. Cette méthode consiste à mesurer le décalage en vitesse entre chaque spectre et une référence construite à partir de ces mêmes spectres ; on n'obtient ainsi que des vitesses radiales relatives et non absolues, mais un décalage global de la courbe des vitesses en fonction du temps n'influe pas sur les paramètres que l'on peut calculer pour un compagnon supposé. Dans la suite, nous désignerons cette méthode sous le nom de "méthode Interspectrale de Fourier".

Considérons une étoile donnée et différents spectres $S_i(\lambda)$ de cette étoile, divisés (pour chaque ordre en cas de spectre échelle) par la courbe de blaze (en cas d'utilisation d'un réseau blazé, pour lequel la répartition de l'intensité lumineuse n'est pas constante suivant la longueur d'onde) puis normalisé à 1. Pour construire un spectre de référence $S_r(\lambda)$, on calcule la médiane de ces spectres. Considérons alors le spectre $S_i(\lambda)$; s'il est décalé en vitesse par effet Doppler de u par rapport à la référence, on a $S_i(\lambda) = S_r(\lambda - \lambda \frac{u}{c})$ (spectres déblazés et normalisés à 1). λ_0 étant la longueur d'onde centrale de l'ordre considéré, $\lambda_0 \sim \lambda$, construisons l'Interspectre :

$$\hat{I}(\nu) = \hat{S}_i(\nu) \hat{S}_r^*(\nu) = e^{-2i\pi\nu\lambda_0 \frac{u}{c}} |\hat{S}_r(\nu)|^2$$

où le chapeau désigne la "transformée de Fourier de" (TF). On peut définir :

$$\hat{C}(\nu_j) = e^{2i\pi\nu_j\lambda_0 \frac{u}{c}} \hat{I}(\nu_j)$$

où ν_j sont les fréquences discrètes associées aux longueurs d'onde discrètes correspondant aux pixels après ré-échantillonnage avec un pas en longueur d'onde constant.

On a alors :

$$Im[\hat{C}(\nu_j)] = \sin\left(2\pi\nu_j\lambda_0 \frac{v-u}{c}\right) |\hat{S}_r(\nu_j)|^2$$

Pour estimer la vitesse u , on peut donc jouer sur v pour minimiser la quantité suivante, pondérée par le bruit :

$$\chi^2 = \sum_j \frac{Im^2[\hat{C}(\nu_j)]}{\sigma^2(\nu_j)}$$

où $\sigma^2(\nu_j)$ est la variance de $Im[\hat{C}(\nu_j)]$. On montre (voir annexe A) que l'expression de cette variance est :

$$\sigma^2(\nu_j) = \frac{1}{2}KK_r \left(B((K + K_r)|\hat{S}_r(\nu_j)|^2 + B) - |G(\nu_j)|^2 - (K + K_r)Re[\hat{S}_r(\nu_j)^2 G(\nu_j)] \right)$$

avec

$$B = \sum_{k=1}^{N_{pix}} \frac{S_r(k)}{b_r(k)}$$

$$G(\nu_j) = TF \left[\frac{S_r}{b_r} \right] (2\nu_j)$$

où b_r est le blaze de référence (médiane des blazes), K et K_r étant les nombres de photons de S_i et S_r avant normalisation à 1. Attention, S_i et S_r sont les spectres déblazés, i.e. déjà divisés par la courbe de blaze.

Comme la vitesse cherchée est contenue dans le terme non linéaire $\sin(2\pi\nu_j\lambda_0\frac{u-v}{c})$, on utilise une méthode des moindres carrés non linéaire pour déterminer itérativement la vitesse. A partir de la méthode exposée dans Knoechel & Von der Heide (1978) on démontre (voir annexe A) que l'incrément de vitesse à chaque itération peut être donné par :

$$\Delta v = \frac{\frac{2\pi\lambda_0}{c\Delta\lambda} \sum_j j \frac{Re[\hat{C}(\nu_j)] \cdot Im[\hat{C}(\nu_j)]}{\sigma^2(\nu_j)}}{\left(\frac{2\pi\lambda_0}{c\Delta\lambda}\right)^2 \sum_j j^2 \frac{Re^2[\hat{C}(\nu_j)]}{\sigma^2(\nu_j)}}$$

où $\Delta\lambda$ est la plage de longueurs d'onde utilisée dans l'ordre considéré.

On montre (voir annexe A) que l'incertitude sur la vitesse trouvée ϵ_{vr} est telle que :

$$\epsilon_{vr}^2 = \frac{1}{\left(\frac{2\pi\lambda_0}{c\Delta\lambda}\right)^2 \sum_j j^2 \frac{Re^2[\hat{C}(\nu_j)]}{\sigma^2(\nu_j)}}$$

On peut aussi traiter tous les ordres simultanément (dans le cas de spectre échelle). On a alors :

$$\chi^2 = \sum_o \chi^2(o)$$

$$\Delta v = \frac{\sum_o \frac{2\pi\lambda_0(o)}{c\Delta\lambda(o)} \sum_j j \frac{Re[\hat{C}(\nu_j,o)] \cdot Im[\hat{C}(\nu_j,o)]}{\sigma^2(\nu_j,o)}}{\sum_o \left(\frac{2\pi\lambda_0(o)}{c\Delta\lambda(o)}\right)^2 \sum_j j^2 \frac{Re^2[\hat{C}(\nu_j,o)]}{\sigma^2(\nu_j,o)}}$$

$$\epsilon_{vr}^2 = \frac{1}{\sum_o \left(\frac{2\pi\lambda_0(o)}{c\Delta\lambda(o)}\right)^2 \sum_j j^2 \frac{Re^2[\hat{C}(\nu_j,o)]}{\sigma^2(\nu_j,o)}}$$

où o repère les différents ordres.

2.2 Mise en pratique

Le diagramme suivant résume les diverses opérations effectuées pour calculer les décalages en vitesse radiale entre chaque spectre et le spectre de référence.

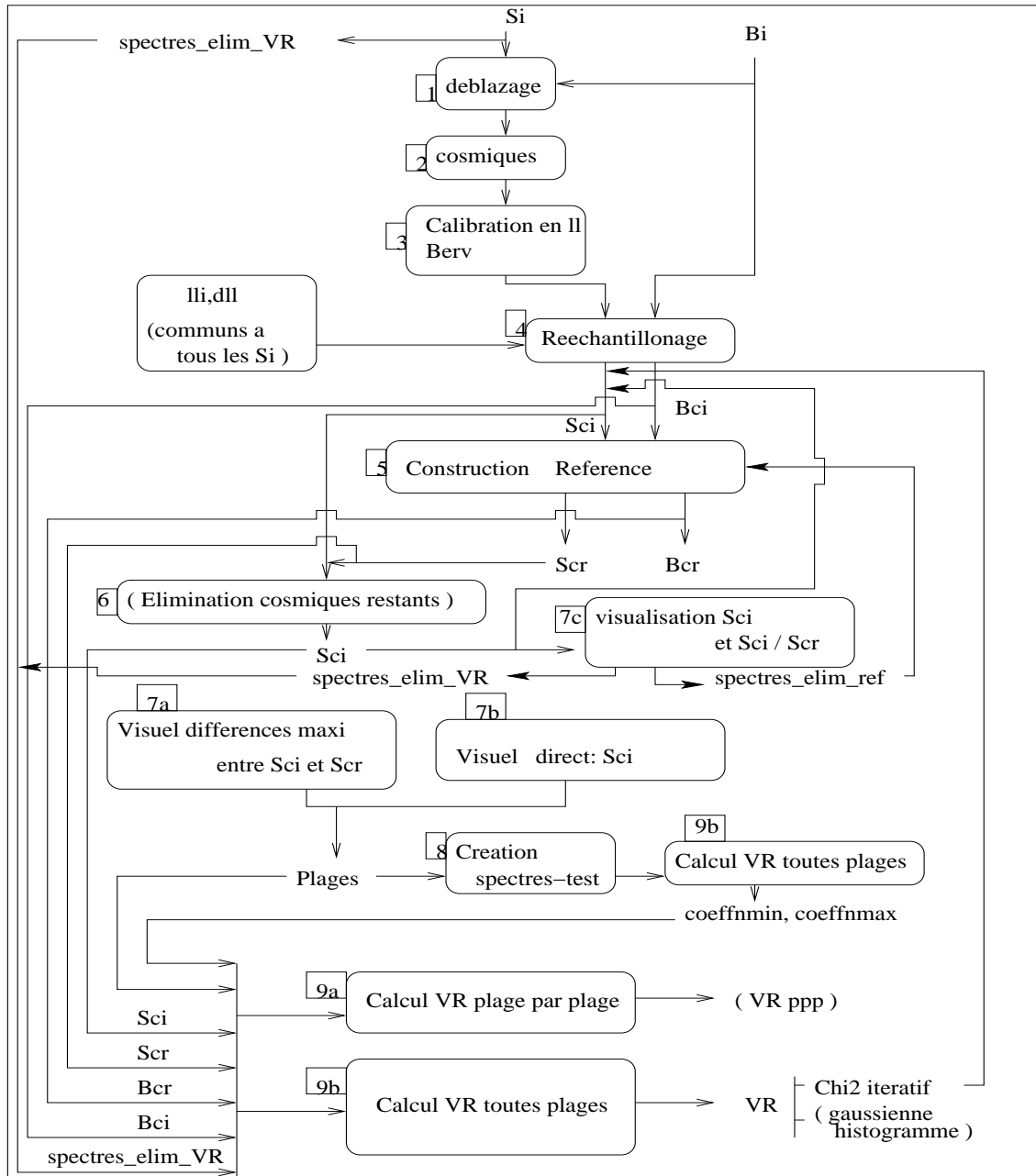


FIG. 2.1 – Schéma récapitulatif du calcul des vitesses radiales.

La description des différentes étapes figure ci-après.

2.2.1 Obtention de spectres déblazés

Chaque spectre est accompagné de la courbe de blaze de la nuit correspondante (figure 2.2). Pour chaque ordre, les bords où la valeur du flux reçu est nulle sont éliminés, pour les spectres et pour les blazes. Chaque spectre est alors divisé par le blaze correspondant, pour obtenir des spectres "déblazés" i.e. corrigés de l'effet de blaze du réseau (figure 2.2c). Ceci se fait ordre par ordre, car suite à la deuxième dispersion, chaque ordre est affecté de l'effet de blaze du réseau effectuant la première dispersion.

L'éventuelle variation de la courbe de blaze au cours de la nuit pouvant affecter le calcul des vitesses radiales, la courbe de blaze est, si possible, la moyenne entre celles immédiatement précédant et suivant le spectre considéré (nous verrons que plusieurs courbes de blaze ont ainsi été acquises au cours de chaque nuit avec ELODIE) pour ce programme.

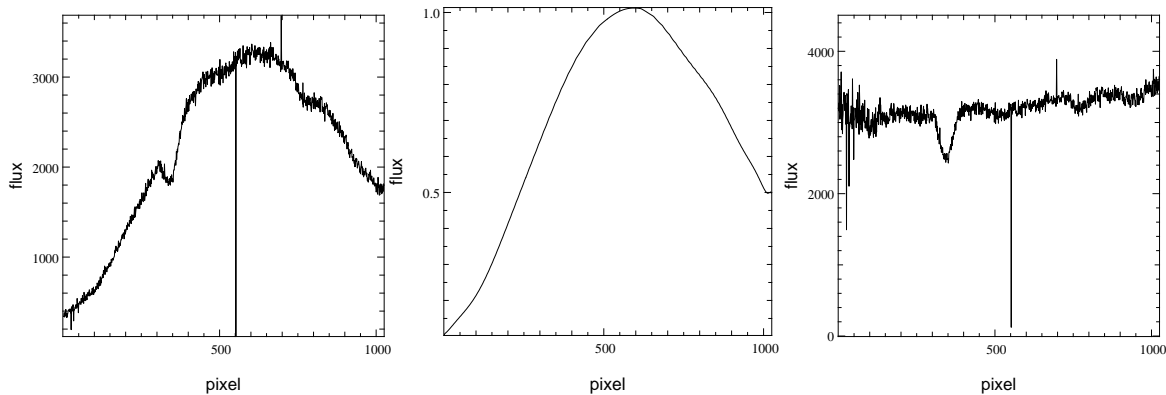


FIG. 2.2 – Spectre blazé (à gauche), blaze (au centre) spectre déblazé (à droite).

2.2.2 Correction des pixels défectueux

Dans un premier temps, pour corriger des effets des rayons cosmiques et des pixels ayant une réponse fortement anormale, on applique un filtre médian à chaque spectre (l'extraction optimale de Horne ayant déjà été appliquée lors de la pré-réduction en ligne - elle nécessite les spectres 2D). Pour chaque pixel est calculée la médiane des flux reçus dans les N_p pixels voisins. Si le flux au pixel considéré s'écarte de plus de N_σ fois l'écart-type de la différence entre les flux reçus dans chaque pixel voisin et le pixel considéré (estimation du bruit), alors la valeur du flux en ce pixel est prise égale à la médiane des flux reçus dans les N_p pixels voisins. Il y a donc deux paramètres, N_p et N_σ :

- N_p est un compromis entre une suffisamment grande plage pour une valeur correcte de la médiane compte tenu du bruit, et une plage suffisamment petite pour déformer le moins possible le spectre. En pratique, N_p est calculé à partir de la largeur des raies i.e. de la vitesse de rotation de l'étoile.

- N_σ est un compromis entre une faible valeur pour corriger le plus possible, et une grande valeur pour modifier le moins possible la structure du bruit. En pratique, N_σ a été pris égal à 5.

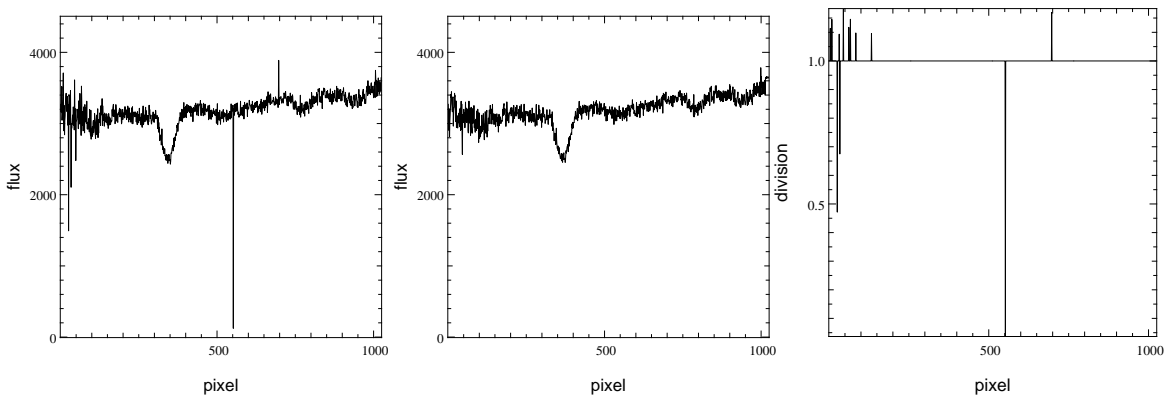


FIG. 2.3 – Spectre non corrigé (a), corrigé(b), et division de l’un par l’autre(c).

Le résultat est contrôlé en effectuant le rapport entre un spectre non corrigé et ce même spectre corrigé. Les pixels où la valeur du flux n’a pas été modifiée donnent une valeur de 1, les autres une valeur différente de 1 (figure 2.3).

On examine alors le résultat de la division d’un spectre déblazé par un autre ; si on obtient une valeur constante au bruit près (figure 2.4a), alors le continu de l’étoile n’a pas varié significativement et la courbe de blaze a été correctement évaluée. Si on obtient une valeur qui n’est pas constante au bruit près (figure 2.4b), alors le continu de l’étoile a varié significativement et/ou la courbe de blaze n’a pas été correctement évaluée. Les poses où ceci se produit (déterminées en les comparant à différentes poses donnant après division entre-elles une valeur constante au bruit près) sont référencées.

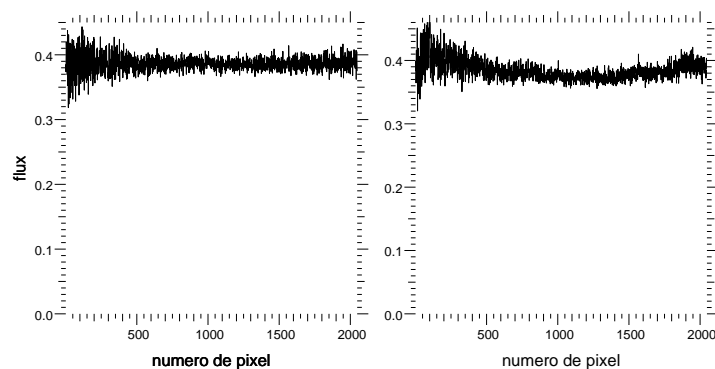


FIG. 2.4 – Spectre déblazé divisé par un autre spectre déblazé donnant une valeur constante (a) ou non (b), au bruit près.

2.2.3 Calibration en longueur d'onde, correction barycentrique

Des poses correspondant à une illumination de la fibre par une lampe au thorium-argon permettent la calibration en longueur d'onde.

Une correction barycentrique relativiste est effectuée sur ces longueurs d'onde pour tenir compte du mouvement de la Terre sur elle-même, autour du Soleil etc...

2.2.4 Ré-échantillonnage

Dans la méthode de mesure des vitesses radiales décrite plus haut, les spectres doivent être échantillonnés avec un pas de longueur d'onde constant, qui plus est identique pour toutes les poses (mais pas forcément pour tous les ordres). On échantillonne en conséquence les spectres (déblazés), ainsi que les blazes (dont nous aurons besoin). On stocke la longueur d'onde initiale de chaque ordre, ainsi que le pas en longueur d'onde pour chaque ordre.

Appelons f le signal considéré, réel, dont l'échantillonnage avec un pas constant Δx donne :

$$\sum_{k=-\infty}^{+\infty} f(k\Delta x)\delta(x - k\Delta x)\Delta x$$

La TF de ce signal échantillonné est :

$$\sum_{k=-\infty}^{+\infty} \hat{f}\left(\nu - \frac{k}{\Delta x}\right)$$

c'est à dire \hat{f} répliquée tous les $1/\Delta x$.

On isole l'une de ces répliques (il n'y a pas de chevauchement si f a une TF à support inclu dans $[-\nu_{max}, +\nu_{max}]$ tel que $2\nu_{max} \leq 1/\Delta x$, critère de Shannon) :

$$\hat{f}(\nu) = \left(\sum_{k=-\infty}^{+\infty} \hat{f}\left(\nu - \frac{k}{\Delta x}\right) \right) \Pi\left(\frac{\nu}{2\nu_0}\right)$$

où Π est la fonction porte valant 1 sur l'intervalle $[-1/2, 1/2]$.

Ceci donne, avec $\nu_0 = \frac{1}{2\Delta x}$ et après TF inverse :

$$f(x) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} f(k\Delta x)\text{sinc}(2\pi\nu_{max}x - k\pi)$$

Le problème est qu'ici, le signal f ne s'étend pas de $-\infty$ à $+\infty$ et n'a donc pas une TF à support borné. Cependant, la valeur de la TF de f est noyée dans le bruit pour des fréquences supérieures à la fréquence limite dans l'espace de Fourier discret. Le critère de Shannon est donc bien respecté.

En pratique, on dispose d'un spectre échantillonné régulièrement en pixels, et on connaît la longueur d'onde correspondant à chaque pixel. On retient alors la longueur d'onde initiale

(i.e. du premier pixel) ; on calcule le pas en longueur d'onde (division de la plage en longueur d'onde de l'ordre considéré par le nombre de pixels après ré-échantillonnage), à partir duquel on calcule les longueurs d'onde ré-échantillonnées. On calcule les positions en pixels auxquelles correspondent ces longueurs d'onde via une interpolation par splines ; on utilise alors la théorie du ré-échantillonnage figurant ci-dessus pour obtenir le spectre ré-échantillonné.

Avant de ré-échantillonner, pour chaque ordre, on soustrait la droite joignant le premier et le dernier pixel, afin d'obtenir un signal périodique. On rajoute cette droite, elle-même ré-échantillonnée, une fois le ré-échantillonnage du spectre effectué. Des tests ont été effectués, en fabriquant un spectre artificiel à partir d'une formule analytique, à savoir une gaussienne (figure 2.5, gauche). Ce signal est ré-échantillonné de 1000 en 1100 points. On peut s'imaginer que l'abscisse du point i correspond à une longueur d'onde i en unités arbitraires de longueur d'onde ("ualo"). Le signal physique correspondant s'étend donc de 1 à 1000 ualo, et le ré-échantillonnage consiste à passer de 1000 à 1100 points, dont l'abscisse va de 1 à 1000 ualo, avec un pas constant. La figure 2.5 (droite) montre la différence entre les abscisses calculées par la routine et celles correspondant à $1 + (j-1) \cdot 1000/1100$, j allant de 1 à 1100. Les abscisses ré-échantillonnées sont donc correctes. La figure 2.6 (gauche) montre la différence normalisée à 1, entre le signal ré-échantillonné et la courbe obtenue à partir de la formule analytique et des abscisses ré-échantillonnées. Le ré-échantillonnage est donc correct, à typiquement 10^{-5} près. La figure 2.6 (droite) montre cette même différence en l'absence de soustraction puis d'ajout de la droite joignant premier et dernier point ; on constate que de plus fortes oscillations se produisent sur les bords, et que le ré-échantillonnage n'est plus correct qu'à typiquement 10^{-3} près.

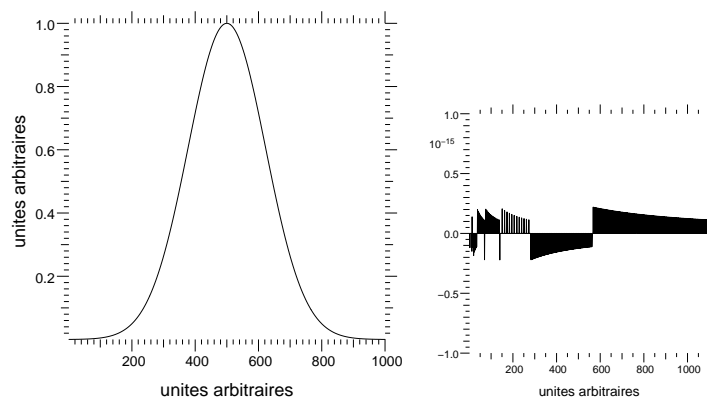


FIG. 2.5 – Signal test, dont la formule analytique est connue (gaussienne)(gauche) et test du ré-échantillonnage des abscisses (droite), voir texte.

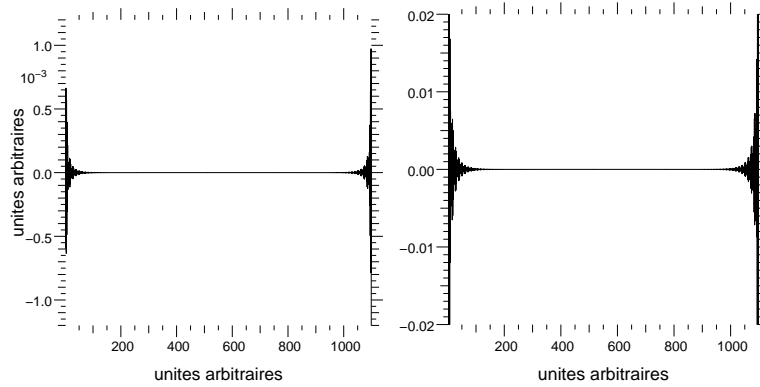


FIG. 2.6 – Test du ré-échantillonnage des ordonnées (gauche). Fortes oscillations si l'on n'ôte ni rajoute la droite joignant premier et dernier point (droite), voir texte.

Enfin, seulement à titre d'illustration, la figure 2.7 correspond à un agrandissement du spectre ré-échantillonné superposé au spectre non ré-échantillonné (en pointillés), le nombre de points passant de 1575 à 2048.

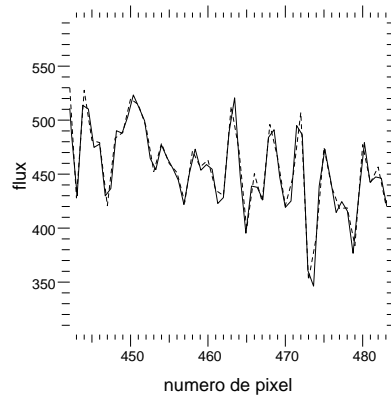


FIG. 2.7 – Spectre ré-échantillonné superposé au spectre non ré-échantillonné (pointillés).

2.2.5 Construction de la référence

La référence est construite en effectuant, pour chaque pixel, la médiane des spectres acquis pour une étoile donnée (ces spectres sont ré-échantillonnés avec des longueurs d'onde identiques car possédant la même longueur d'onde initiale et le même pas en longueur d'onde). Ceci permet d'éliminer *de facto* les spectres déviant le plus du spectre moyen. De plus, on a la possibilité d'éliminer certains spectres du calcul de la référence.

Dans un deuxième temps, la référence est recalculée après avoir recentré chaque spectre du décalage Doppler trouvé dans un premier temps (voir le calcul des vitesses radiales ci-après).

Ceci évite un élargissement des raies se produisant lorsque les spectres utilisés pour construire la référence sont décalés les uns par rapport aux autres.

2.2.6 Correction des pixels défectueux restants

On peut alors corriger des cosmiques et des pixels défectueux restants en comparant chaque spectre au spectre de référence et en attribuant à un pixel suspect du spectre considéré, la valeur médiane des flux reçus dans les pixels voisins de ce spectre.

La référence est alors calculée une troisième fois à partir de ces spectres “épurés”, décalés de la vitesse trouvée avec le spectre de référence précédent.

2.2.7 Détermination du choix des plages

Le calcul des vitesses radiales est restreint à certaines plages de longueur d’onde, afin de ne considérer que les zones spectrales contenant beaucoup d’information Doppler et peu de parasites (comme les zones de faible signal à bruit dans le côté bleu du détecteur, ou encore les zones contenant des raies telluriques, des raies du thorium le cas échéant...). Le choix des plages où s’effectuera la corrélation dans l’espace de Fourier peut être effectué de deux façons. Considérons une étoile et un ordre donnés. Une première façon consiste à visualiser :

- l’ordre du spectre de référence, afin de sélectionner des plages contenant les raies de l’étoile et le moins possible de continu seul (on n’ajoute alors que du bruit, pas d’information) ; de plus, on peut repérer et éliminer des plages des artéfacts qui affecteraient la plupart des spectres et donc la référence (comme des raies du spectre du thorium qui baveraient dans le cas de pose en “thorium simultané”) ;

- le maximum des écarts entre les différents spectres et le spectre de référence (maximum calculé pour chaque pixel, le maximum des écarts sur tout l’ordre pouvant donc contenir des écarts de différents spectres). Ceci permet d’évaluer les positions des raies les plus profondes, et d’éliminer des plages choisies les zones où les spectres diffèrent le plus de la référence ;

- enfin, lorsque l’on se propose un choix de plage, on visualise le raccordement du début et de la fin de la plage envisagée, afin de s’assurer que ce raccordement est à dérivée continue (ce qui est important puisque la Transformée de Fourier de cette plage sera ensuite calculée ; comme cette Transformée de Fourier est discrète, cela suppose que le spectre sur cette plage soit en théorie C^∞).

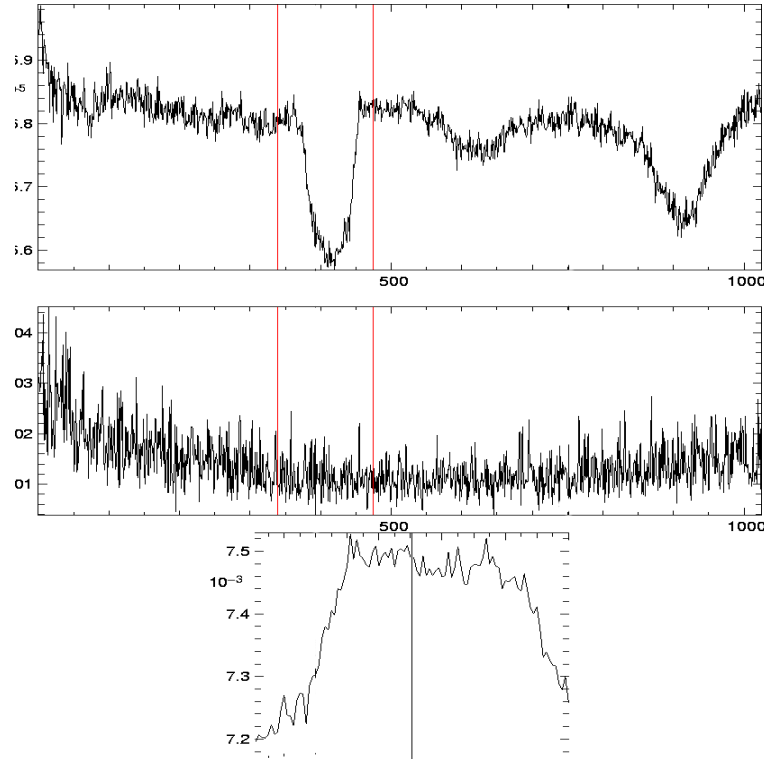


FIG. 2.8 – Illustration du choix des plages sur un ordre donné : spectre de référence et domaine sélectionné (haut), maximum de l'écart entre spectres et spectre de référence et domaine sélectionné (centre), raccordement du début et de la fin du domaine sélectionné (bas).

Ensuite, de façon complémentaire, on visualise directement chaque spectre, afin de s'assurer que les plages sélectionnées ne contiennent que le spectre de l'étoile observée, et pas d'artefacts ; ceci permet par exemple de s'apercevoir que sur certaines poses en “thorium simultané”, des raies du spectre du thorium peuvent “baver” et contaminer le spectre de l'étoile observée.

Enfin, on peut éliminer du calcul des vitesses radiales les spectres suspects, c'est-à-dire montrant des variations de la forme des raies (notamment celles de Ca H&K, et de $H\alpha$), ou bien tels que leur division par le spectre de référence après recentrage de la vitesse trouvée ultérieurement n'est pas une constante (là encore, variation de la forme des raies, ou contamination dans le cas de poses en thorium simultané...).

2.2.8 Fréquences de coupure

Lors du calcul des vitesses radiales, une fois passé dans l'espace de Fourier, on peut appliquer des fréquences de coupure à l'interspectre. Ceci revient à utiliser une fonction porte, ce qui ne pose pas de problème puisque l'on reste dans l'espace de Fourier jusqu'à la fin du calcul de la vitesse radiale (i.e. pas d'ondulation, qui se produisent sinon lors d'un retour dans l'es-

pace réel). On peut ainsi ne conserver que les fréquences pour lesquelles l'information spectrale associée au décalage des raies par effet Doppler est maximale, autrement dit ne conserver que le contenu spectral qui nous intéresse pour le calcul des vitesses radiales. Ceci permet notamment de diminuer l'influence d'une éventuelle variation du continu (instrumentale ou stellaire) ou encore du bruit.

Pour ce faire, on utilise une méthode empirique : des spectres-test sont créés à partir de spectres réels, lissés, décalés en vitesse d'une valeur connue (300 m/s ici) puis bruités en considérant un bruit de photon. Le processus de mesure de la vitesse radiale est alors appliqué à ces spectres-test, avec différents choix de fréquences de coupure haute et basse. Pour un choix donné, une centaine de spectres-test sont créés, puis les vitesses radiales correspondantes mesurées, ainsi que leurs incertitudes. Pour chaque choix de fréquence de coupure, on obtient donc une distribution de vitesses radiales centrées sur une certaine valeur "vr" et une distribution d'incertitudes centrées sur " ϵ_{vr} ". Une estimation de la pertinence de ces incertitudes est fournie par la comparaison entre l'écart-type σ_{vr} de la distribution des vitesses et l'incertitude moyenne $avg(\epsilon_{vr})$, via le rapport " $\frac{\sigma_{vr}}{avg(\epsilon_{vr})}$ ". Une estimation de la pertinence des vitesses est fournie par le centre de la distribution des χ^2 correspondant à la vitesse mesurée. On se reportera au chapitre "validation de cette méthode de mesure de vitesses radiales" pour plus de détails concernant ces spectres-test et une autre de leur application.

Les coefficients $coeff_{min}$ et $coeff_{max}$ issus du calcul des vitesses radiales à partir de ces spectres-test sont des coefficients intervenant dans les fréquences de coupure basse et haute dans l'espace de Fourier.

Soit un spectre, correspondant à une plage de longueur d'onde $d\lambda$ et s'étalant sur N_{pix} pixels ; la n^{ieme} fréquence associée après Transformée de Fourier discrète est alors :

$$f_i = \frac{n_i}{N_{pix} \cdot d\lambda}$$

En considérant, grossièrement, un élargissement par effet Doppler des raies de ce spectre, la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de $\delta\lambda_0 = \lambda_0 \frac{v_{rot}}{c}$ (en fait, $\sqrt{2 \cdot \ln(2)}$ fois $\delta\lambda_0$; de plus, les raies doivent être résolues). La fréquence caractéristique associée, $f_{rot} = \frac{1}{\delta\lambda_0}$, correspond à une fréquence discrète :

$$n_{rot} = \frac{c \cdot N_{pix} \cdot d\lambda}{v_{rot} \cdot \lambda_0}$$

On peut définir un coefficient $coeff$ tel que : $n = n_{rot} \cdot coeff$.

La correspondance entre la valeur de $coeff$ et la largeur équivalente dans l'espace des pixels est alors :

- coeff = 2 : demi-largeur à mi-hauteur d'une raie ($0,5 \times FWHM$) ;
- coeff = 1 : largeur à mi-hauteur ($FWHM$) (longueur caractéristique de variation) ;
- coeff = 0,5 : "petite" largeur d'une raie ($2 \times FWHM$) ;
- coeff = 0,25 : "grande" largeur d'une raie ($4 \times FWHM$).

Les fréquences de coupure basse et haute sont alors : $n_{min} = n_{rot} \cdot coeff_{min}$ et $n_{max} = n_{rot} \cdot coeff_{max}$. n_{max} doit être inférieure à la valeur correspondant à la résolution du spectrographe (en pratique, inférieure au nombre de pixels d'un ordre divisé par deux). n_{max} influe

sur la résolution en fréquence que l'on s'autorise, alors que n_{min} influe sur le champ de vision lors du balayage du spectre.

Les figures suivantes illustrent le processus de détermination de ces coefficients, dans le cas de spectres-test issus de l'étoile HD 28910 appartenant à l'échantillon observé avec ELODIE.

Dans la partie haute de la figure 2.9, on voit l'évolution de ϵ_{vr} , vr , χ^2 , $\frac{\sigma_{vr}}{avg(\epsilon_{vr})}$ en fonction de la valeur de $coeff_{max}$, $coeff_{min}$ étant fixé à 0. L'erreur ϵ_{vr} décroît rapidement jusqu'à $coeff_{max} = 0,75$ (l'information Doppler augmente), puis continue à décroître, lentement (on pourrait s'attendre à un plateau si l'information Doppler n'augmente plus, mais l'ajout de bruit lié à l'augmentation de $coeff_{max}$ entraîne sans doute une surinterprétation : ϵ_{vr} diminue et devient sous-estimé). La majorité de l'information Doppler est donc contenue dans les fréquences correspondant à $coeff_{max} \leq 0,75$ c'est-à-dire $1,3 \times FWHM$ d'une raie.

Dans la partie basse de la figure 2.9, on voit l'évolution de ϵ_{vr} , vr , χ^2 , $\frac{\sigma_{vr}}{avg(\epsilon_{vr})}$ en fonction de la valeur de $coeff_{min}$, $coeff_{max}$ étant fixé à 2. L'erreur ϵ_{vr} stagne jusqu'à $coeff_{min} = 0,25$ (information Doppler identique), puis augmente rapidement (l'information Doppler diminue). La majorité de l'information Doppler est donc contenue dans les fréquences correspondant à $coeff_{min} \geq 0,25$ c'est-à-dire $4 \times FWHM$ d'une raie.

De plus, on remarque que la vitesse moyenne mesurée est bien d'environ 300 m/s à condition que $coeff_{min} = 0$ et $coeff_{max} \geq 0,6$ ou si $coeff_{max} = 2$ et $coeff_{min} \leq 0,7$. Dans les autres cas, la vitesse moyenne mesurée diminue et se rapproche de 0 : l'information Doppler domine de moins en moins par rapport au bruit (le bruit "se corrèle avec lui-même" et tend donc à donner une vitesse nulle). Par ailleurs, le comportement de l'écart-type divisé par l'incertitude moyenne n'est pas clair, mais reste de l'ordre de grandeur de l'unité.

On peut aussi effectuer le même type d'étude empirique en fixant cette fois la largeur de la porte en fréquence plutôt que l'une ou l'autre des fréquences de coupure. Ici, on prend par exemple une largeur de porte correspondant à un coefficient de 0,2 et on appelle coeffmoy le coefficient correspondant au centre de la fonction porte. Dans la partie haute de la figure 2.10, on voit l'évolution de ϵ_{vr} , vr , χ^2 , $\frac{\sigma_{vr}}{avg(\epsilon_{vr})}$ en fonction de la valeur de coeffmoy, avec donc $coeff_{min} = coeffmoy - 0,1$ et $coeff_{max} = coeffmoy + 0,1$. Comme attendu avec les résultats précédents, ϵ_{vr} atteint un minimum pour une valeur des coefficients de quelques dixièmes, c'est-à-dire dans la zone spectrale (fréquences spatiales) contenant le maximum d'information Doppler.

La figure précédente illustre une manière de choisir les coefficients pour les fréquences de coupure, en parcourant l'espace des fréquences avec une bande glissante : on se fixe une certaine limite en incertitude, et la valeur correspondante de coeffmoy donne les valeurs de $coeff_{min}$ et $coeff_{max}$. C'est cette méthode que j'ai retenue dans les travaux présentés dans cette thèse. Dans la partie basse de la figure 2.10, on voit ainsi l'évolution de ϵ_{vr} , vr , χ^2 , $\frac{\sigma_{vr}}{avg(\epsilon_{vr})}$ pour plusieurs jets-test, avec le choix $coeff_{min} = 0,15$ et $coeff_{max} = 0,75$ (l'abscisse est arbitraire). On vérifie que la distribution des jets de vitesses est bien centrée sur 300 m/s, avec pour chaque jet, un écart-type divisé par l'incertitude de l'ordre de l'unité.

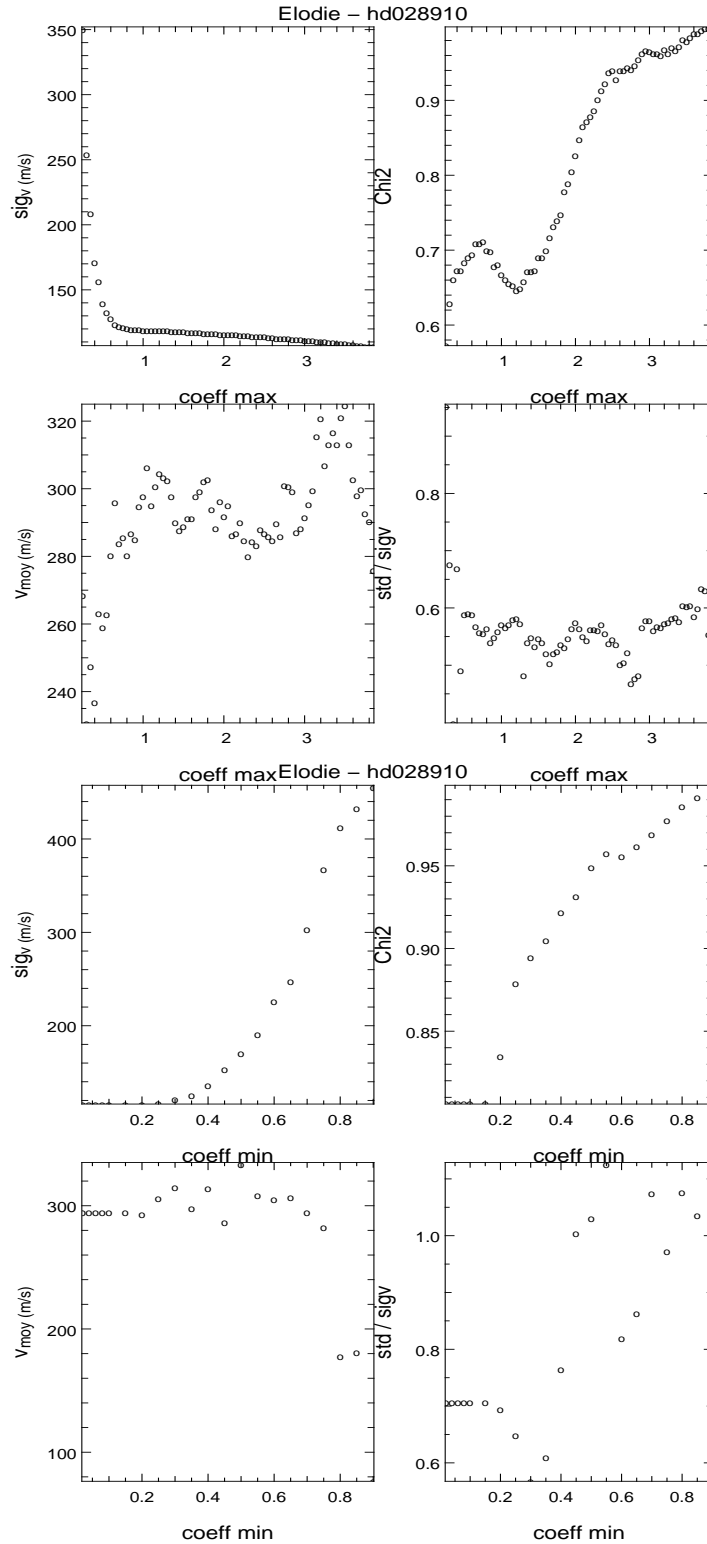


FIG. 2.9 – Evolution de ϵ_{vr} , vr , χ^2 , $\frac{\sigma_{vr}}{avg(\epsilon_{vr})}$ en fonction de : $coeff_{max}$ ($coeff_{min}$ étant fixé à 0; en haut) et de $coeff_{min}$ ($coeff_{max}$ étant fixé à 2; en bas). Les spectres-test sont issus de l'étoile HD 28910.

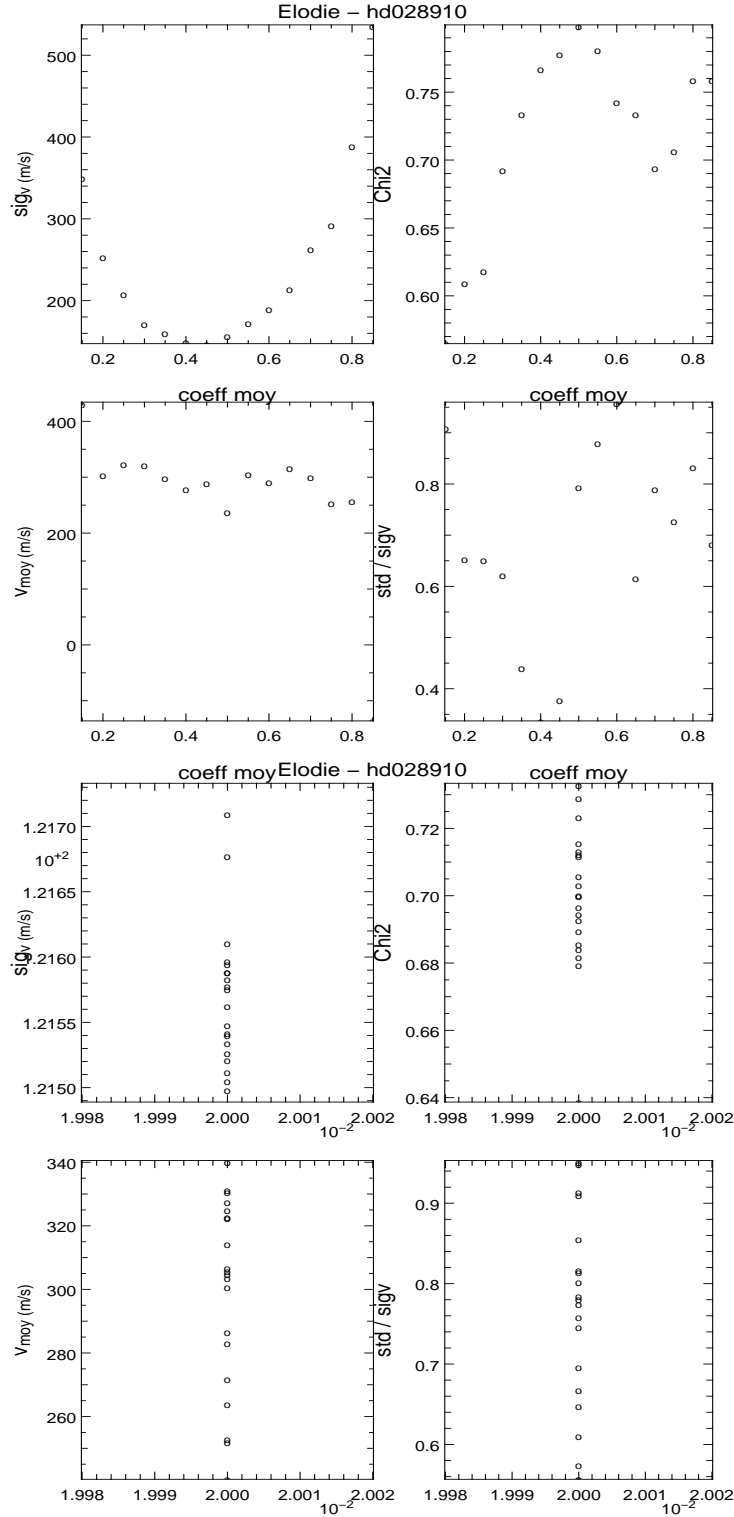


FIG. 2.10 – Evolution de ϵ_{vr} , vr , χ^2 , $\frac{\sigma_{vr}}{\text{avg}(\epsilon_{vr})}$ en fonction de coeffmoy , avec $\text{coeff}_{\text{min}} = \text{coeffmoy}-0,1$ et $\text{coeff}_{\text{max}} = \text{coeffmoy}+0,1$ (en haut), et pour plusieurs jets-test, avec $\text{coeff}_{\text{min}} = 0,15$ et $\text{coeff}_{\text{max}} = 0,75$ (en bas). Les spectres-test sont issus de l'étoile HD 28910.

2.2.9 Calcul des vitesses radiales

Enfin, la méthode décrite ci-dessus est appliquée pour calculer l'écart en vitesse radiale entre chaque spectre et le spectre de référence, en minimisant la valeur de χ^2 . La figure 2.11 illustre ce calcul, en montrant la courbe des valeurs prises par le χ^2 (haut) en fonction du décalage du spectre considéré par rapport au spectre de référence (bas). Lors du calcul effectif, seules quelques valeurs de χ^2 sont en fait explorées (correspondant à seulement quelques décalages du spectre) grâce à la méthode des moindres carrés non linéaire vue au début de ce chapitre, permettant de déterminer itérativement le décalage Doppler existant entre le spectre considéré et le spectre de référence.

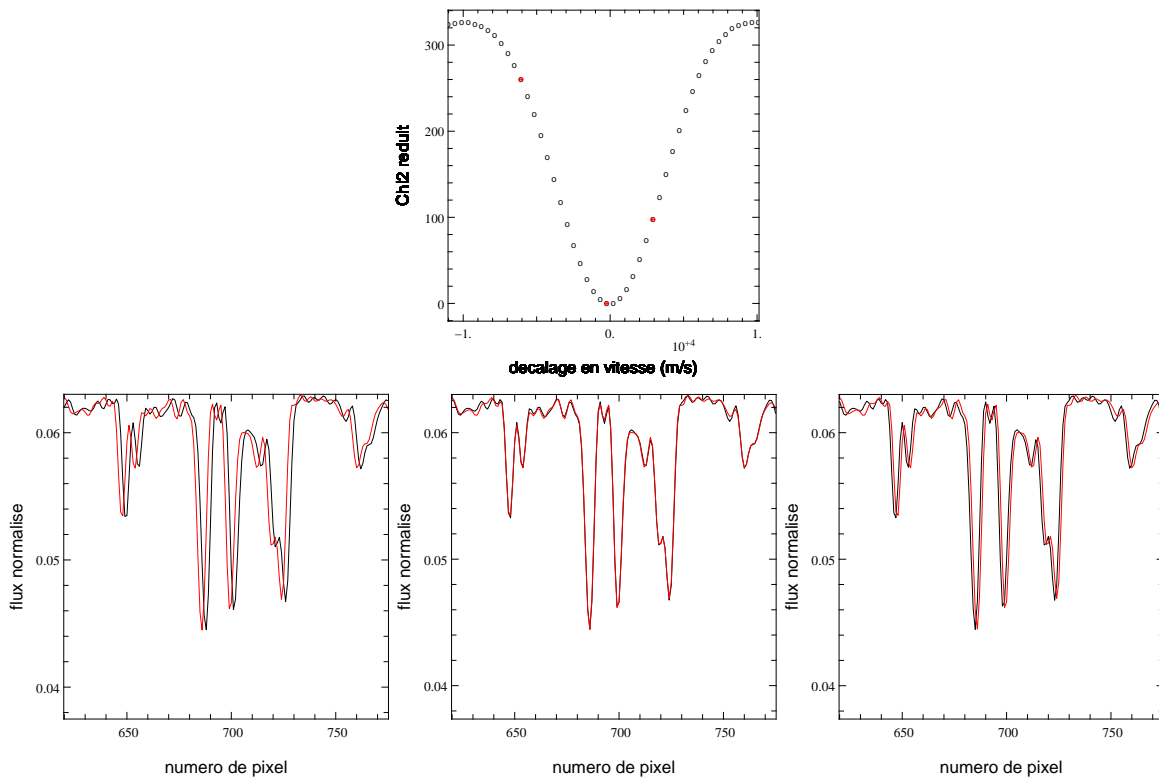


FIG. 2.11 – Calcul des vitesses radiales : évolution du χ^2 en fonction du décalage entre le spectre considéré (en noir) le spectre de référence (en rouge).

Les vitesses radiales peuvent être mesurées soit indépendamment pour chaque plage (afin par exemple de repérer des plages qui donnent souvent une vitesse significativement différente de la médiane des vitesses calculées pour chaque plage, ce qui n'est au demeurant pas gênant si la différence est toujours la même), soit en utilisant toutes les plages simultanément, ce qui permet une plus grande précision sur les vitesses mesurées.

Lors de ce calcul, on effectue l'histogramme des vitesses fournies par chaque point de fréquence et on l'ajuste par une gaussienne (figure 2.12) ; on ne garde pour la minimisation de χ^2 que les points de fréquence donnant une vitesse plus proche du centre de cette gaussienne

que 5 fois l'écart-type associé à cette gaussienne. Ceci permet de ne pas prendre en compte des points aberrants dans le calcul des vitesses, sans toutefois biaiser ce calcul.

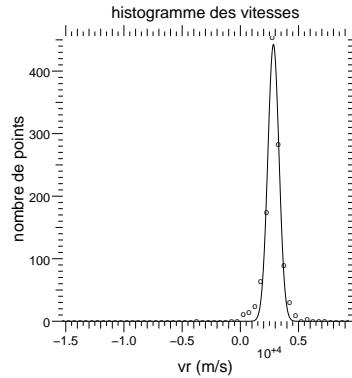


FIG. 2.12 – Histogramme des vitesses par point de fréquence - en calculant les vitesses sur toutes les plages simultanément - et ajustement par une gaussienne. Les points aberrants sont alors éliminés.

Le programme donne, pour chaque vitesse mesurée, l'erreur calculée sur cette vitesse (obtenue en considérant la statistique du bruit de photon, voir le début de ce chapitre), ainsi que la valeur minimale du χ^2 , le nombre d'itérations qui ont été nécessaires (quelques unes en général), et le nombre de points de fréquence éliminés lors de la minimisation du χ^2 . La figure 2.13 montre un exemple de vitesses radiales calculées, toutes plages simultanément (gauche) et plage par plage (centre). Aux erreurs trouvées avec toutes les plages simultanément près, les vitesses calculées ainsi sont compatibles avec les vitesses moyennes de celles calculées plage par plage (droite). La dispersion des vitesses plage par plage (qui est utilisée pour les barres d'erreur des vitesses moyennes), pour un spectre donné, est largement supérieure à l'incertitude trouvée avec toutes les plages simultanément, à cause des écarts systématiques existant entre les différents ordres, qui sont sans importance si ils restent les mêmes.

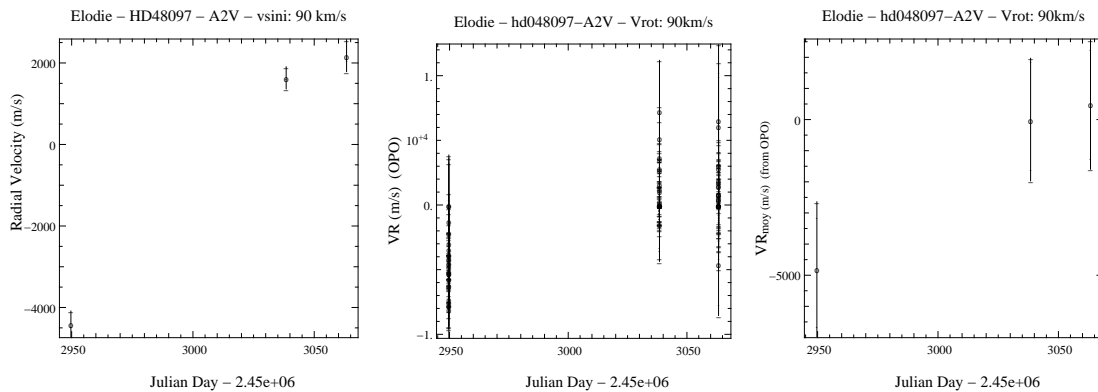


FIG. 2.13 – Exemple de vitesses radiales calculées dans le cas d'une étoile observée avec ELODIE, toutes plages simultanément (gauche) et plage par plage (centre et droite).

2.2.10 Interface graphique ; SAFIR

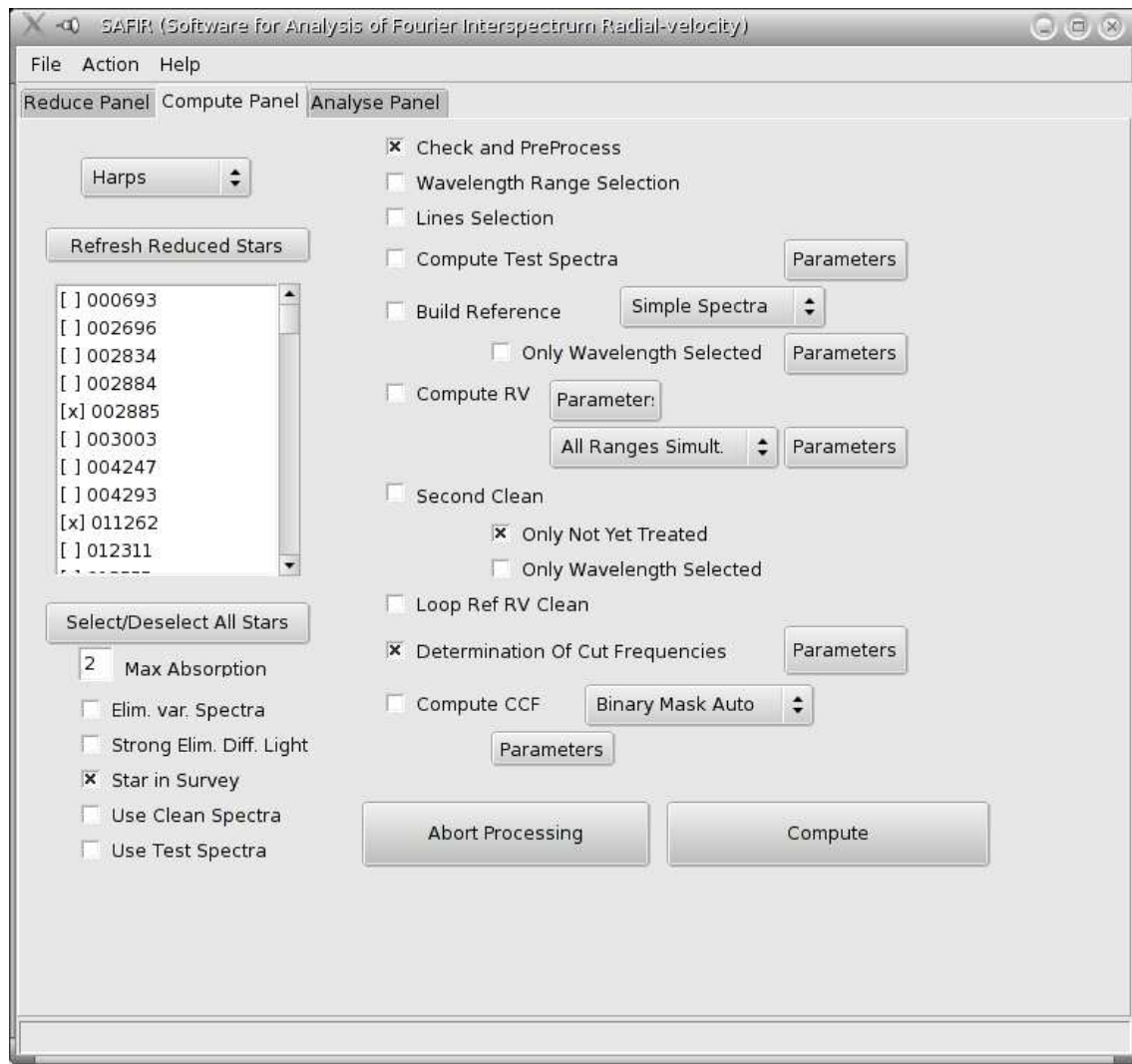


FIG. 2.14 – Interface pour l'utilisation des programmes développés pour le calcul des vitesses radiales.

Pour une mise en oeuvre plus aisée des programmes que j'ai développés, notamment à l'intention des futurs observateurs pour ce programme qui devront réduire les données et faire une analyse rapide au fur et à mesure des acquisitions, une interface utilisateur a été mise au point par un ingénieur informaticien du LAOG, Sylvain Cêtre. J'ai donc défini les besoins puis le cahier des charges et mis en forme les programmes pour les adapter à cette interface. Le logiciel résultant est désigné sous l'acronyme SAFIR.

Les spectres acquis et ayant subi une pré-réduction sont pris en charge par SAFIR, qui en effectue la réduction telle que présentée dans ce chapitre, jusqu'à l'obtention des vitesses radiales, les fichiers générés étant au format *fits*. Le panneau accessible pour le calcul des vitesses est présenté sur la figure 2.14.

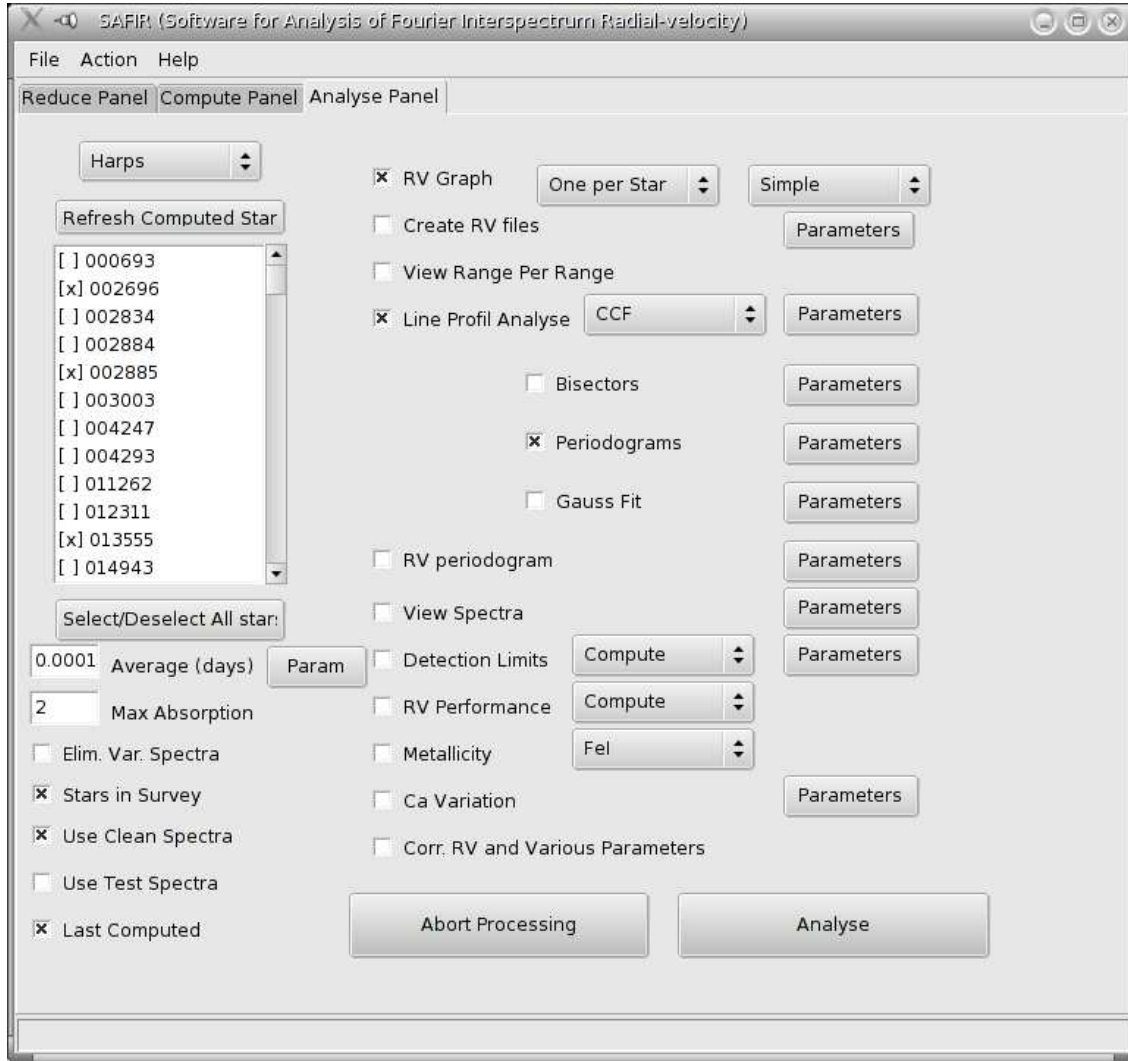


FIG. 2.15 – Interface pour l'utilisation des programmes développés pour l'analyse des résultats.

Ensuite, l'analyse des résultats (décrite dans les prochains chapitres) est également effectuée avec ce logiciel. Un exemple de panneau accessible pour cette analyse est présenté sur la figure 2.15. Les fichiers générés sont pour la plupart au format *postscript*, à partir des fichiers *fits* précédents.

2.3 Validations

Testons à présent la validité de cette méthode pour la mesure de vitesses radiales : exactitude de la mesure (pas d'erreur systématique), précision (ou incertitude), pertinence de cette précision. Pour cela, nous nous placerons tout d'abord dans un cas où l'on maîtrise les propriétés des spectres considérés, notamment leur décalage Doppler. Ensuite, nous étudierons le cas d'étoiles dont les vitesses radiales ont été mesurées avec la méthode classique de la position de la CCF. De type spectral F tardif, elles fournissent la jonction entre l'échantillon d'étoiles considéré ici et d'autres en cours d'étude par d'autres équipes.

2.3.1 Spectres-test

Un test possible consiste à considérer un spectre d'une étoile donnée : ce spectre est tout d'abord lissé, puis :

- d'une part, bruité avec un bruit de photon correspondant à un certain nombre de spectres (ici 100) ayant chacun un certain S/B (ici, 200) : le spectre obtenu servira de référence si désiré ;
- d'autre part, déplacé d'une valeur correspondant à un décalage par effet Doppler d'une vitesse donnée , puis bruité avec un bruit de photon tel que le spectre résultant ait un S/B d'une valeur donnée (ici, 200). Cette opération de décalage et bruitage peut être répétée autant de fois que désiré, pour obtenir un certain nombre de spectres décalés chacun d'une valeur connue.

Les avantages de ce test sont les suivants :

- l'utilisation d'un spectre originel réel, si bien que les spectres-test possèdent les caractéristiques de spectres réels (nombre, largeur et profondeur des raies, éventuels recouvrements) ;
- la vitesse radiale est connue par construction, et la mesure pourra donc être comparée directement à la valeur théorique.
- le découplage d'éventuels problèmes : on ne teste pas ici la calibration en longueur d'onde, la division par la courbe de blaze, des artéfacts qui pourraient affecter les spectres (bavures du spectre du thorium variant avec le temps...), une variation du continu ou des raies de l'étoiles... Ces différents points seront testés plus loin dans ce chapitre.

Décalage d'une vitesse constante connue

Un premier cas consiste à considérer un décalage d'une vitesse constante, ici 300 m/s. L'opération décrite ci-dessus est appliquée à 100 spectres-test, puis l'on calcule la valeur moyenne sur ces 100 spectres de la vitesse radiale mesurée et de l'erreur ϵ_{vr} . On répète ensuite cette opération plusieurs fois (10 fois), afin de tester également la procédure de décalage des spectres d'une valeur connue. On effectue alors la moyenne, sur ces 10 opérations, des moyennes évoquées ci-dessus. Les résultats obtenus figurent dans le tableau 2.1. Pour chaque étoile, la moyenne des vitesses mesurées est compatible avec la valeur "théorique" de 300 m/s,

aux incertitudes près. De plus, $\frac{\sigma_{vr}}{\text{avg}(\epsilon_{vr})}$ est de l'ordre de 80 % pour la plupart des étoiles figurant dans ces tests, ce qui montre que l'erreur sur la vitesse est à peu près correctement calculée, quoique sous-évaluée de typiquement 20 % d'après ces tests.

étoile	tp sp	$v \sin i$ (km/s)	$M(\epsilon_{vr})$	$M(\epsilon_{vr})/\sqrt{100}$	$M(vr)$	$M(\sigma_{vr}/\epsilon_{vr})$
2	A2V	110	232	23	289	0.81
3	A5V	65	65	6.5	304	0.74
4	A7V	91	81	8.1	310	0.79
9	F7V	9	6.3	0.6	299.6	0.90
17	A7V	45	34	3.4	303	0.78
20	A8V	130	124	12	307	0.79
23	A0V	105	413	41	299	0.79
78	F6V	15	8.6	0.9	300.2	0.80
83	A9V	70	45	4.5	302	0.80
85	F4V	10	4.0	0.4	300.7	0.63

TAB. 2.1 – Résultats des tests correspondant à un décalage en vitesse radiale constant. M signifie “moyenne des moyennes”.

Décalage d'une vitesse variable connue, avec comme référence un seul spectre

Un deuxième cas consiste à considérer un décalage d'une vitesse variable, ici sinusoïdal (au cours du temps, chaque spectre-test correspondant à une date donnée), d'amplitude 300 m/s.

étoile	tp sp	$v \sin i$ (km/s)	$M(\epsilon_{vr})$	$M(\sigma_{vr}/\epsilon_{vr})$	$M(\epsilon_{vr})$	$M(\sigma_{vr}/\epsilon_{vr})$
2	A2V	110	232	0.81	232	0.85
3	A5V	65	65	0.86	65	0.84
4	A7V	91	82	0.86	82	0.79
9	F7V	9	6.4	0.88	6.4	0.94
17	A7V	45	38	0.85	34	0.82
20	A8V	130	125	0.84	125	0.83
23	A0V	105	413	0.81	413	0.77
78	F6V	15	8.6	0.82	8.6	0.86
83	A9V	70	45	0.84	45	0.88
85	F4V	10	4.0	0.85	4.0	0.78

TAB. 2.2 – Résultats des tests correspondant à un décalage en vitesse radiale variable, la référence étant artificielle pour la partie gauche du tableau et calculée à partir des spectres-test décalés pour la partie droite. M signifie “moyenne des moyennes”.

L'opération décrite ci-dessus est appliquée à 100 spectres-test, puis l'on calcule la valeur moyenne sur ces 100 spectres de l'écart entre la vitesse radiale mesurée et celle appliquée au départ ; on calcule aussi la valeur moyenne de l'erreur ϵ_{vr} . On répète ensuite cette opération plusieurs fois (10 fois), afin de tester également la procédure de décalage des spectres d'une valeur connue. On effectue alors la moyenne, sur ces 10 opérations, des moyennes évoquées ci-dessus. Les résultats obtenus figurent dans la partie gauche du tableau 2.2.

Les erreurs calculées sont les mêmes que dans le test où le décalage est constant. $\frac{\sigma_{vr}}{\text{avg}(\epsilon_{vr})}$ est ici plutôt de l'ordre de 85 %.

La figure 2.16 montre une partie des points de vitesse calculés lors de l'un de ces tests.

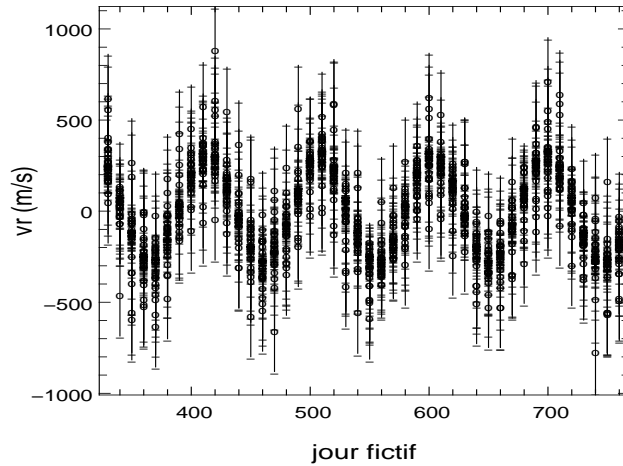


FIG. 2.16 – Points de vitesse calculés au cours de l'un des tests où les spectres-test sont décalés d'une vitesse variant sinusoidalement dans le temps.

Résistance à la pollution par une autre étoile

Considérons le spectre résultant de la superposition des spectres de deux étoiles, dans le cas présent une étoile A8V, $v_{rot} = 130\text{km/s}$ et une étoile F7V, $v_{rot} = 9\text{km/s}$, cette deuxième jouant le rôle d'étoile polluante pour la première. En pratique, une fraction du spectre de l'étoile F7V est ajoutée au spectre de l'étoile A8V ; ceci permet de tester la résistance à la pollution soit de raies issues d'une autre étoile, soit de raies telluriques (la résolution du spectrographe employé ici, ELODIE, étant d'environ 7 km/s).

Les tests effectués sont alors du même type que précédemment. vr , χ^2 , ϵ_{vr} et $\frac{\sigma_{vr}}{\text{avg}(\epsilon_{vr})}$ sont calculés pour différentes fractions d'ajout du spectre de la deuxième étoile, la référence étant le spectre de la première étoile avec un bruit correspondant à la superposition de 100 spectres. Pour une fraction donnée, plusieurs spectres-test sont créés (déplacement de 3000 m/s pour les spectres de la première étoile), la valeur de vr , χ^2 et ϵ_{vr} étant ainsi une valeur médiane calculée à partir de ces différents spectres-test, et $\frac{\sigma_{vr}}{\text{avg}(\epsilon_{vr})}$ le rapport entre la dispersion sur les vitesses calculées à partir de ces différents spectres-test, et l'erreur calculée sur vr .

La figure 2.17 montre l'évolution de ces valeurs médianes en fonction de la fraction (niveau) du spectre de la deuxième étoile ajoutée au spectre de la première. Les résultats obtenus en suivant la méthode décrite au chapitre précédent figurent en rouge : la vitesse mesurée est cohérente avec le décalage de 3000 m/s appliqué aux spectres-test, aux erreurs près ϵ_{vr} (elles-mêmes validées par le fait que $\frac{\sigma_{vr}}{avg(\epsilon_{vr})}$ reste de l'ordre de 1), ce pour des valeurs du niveau du deuxième spectre ajouté variant de 0 à 20 %. La valeur du χ^2 augmente avec le niveau, ce qui est cohérent avec la pollution grandissante du spectre, qui rend le spectre-test d'autant plus différent du spectre de référence.

Pour comparaison figurent en noir les résultats obtenus en conservant toutes les fréquences du spectre ($coef f_{min} = 0$, $coef f_{max} = inf$) et tous les points de fréquence (pas de sélection lors de l'histogramme des vitesses). On constate alors que vr mesuré et ϵ_{vr} diminuent et deviennent significativement différents de 3000 m/s pour vr (même aux erreurs près) et de la valeur correspondant à la dispersion des résultats pour ϵ_{vr} (cf $\frac{\sigma_{vr}}{avg(\epsilon_{vr})} > 1$). Ceci est cohérent avec une surinterprétation de l'information (on conserve les fréquences correspondant à la deuxième étoile, qui participent ainsi à la valeur mesurée de vr) : vr tend vers 0, et ϵ_{vr} est sous-estimé.

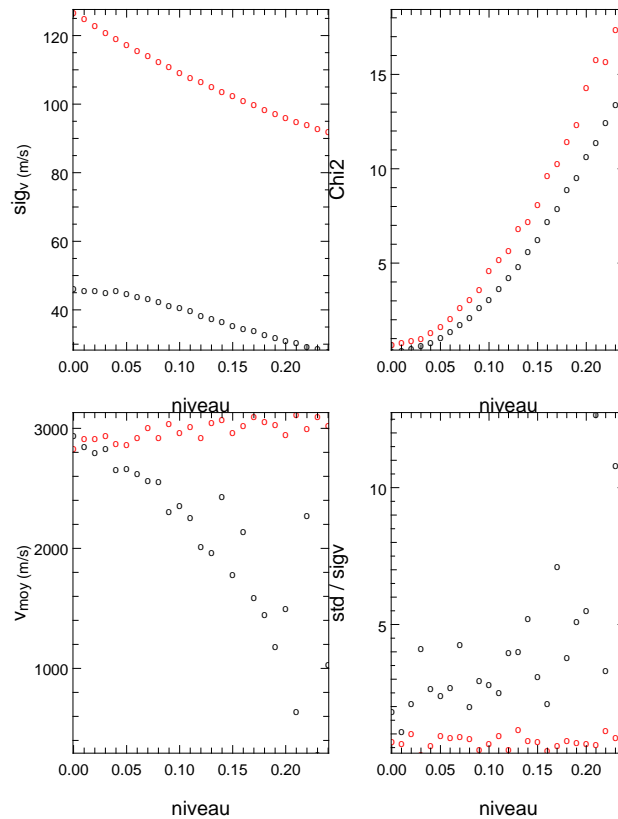


FIG. 2.17 – Evolution des valeurs médianes de vr , χ^2 , ϵ_{vr} et $\frac{\sigma_{vr}}{avg(\epsilon_{vr})}$ en fonction de la fraction (niveau) du spectre de la deuxième étoile ajoutée au spectre de la première.

Résistance à la variation de la courbe de blaze

Considérons le spectre résultant de la multiplication du spectre déblazé d'une étoile (dans le cas présent une étoile F7V, $v_{rot} = 9\text{km/s}$) par une fraction d'une courbe de blaze :

$$\text{spectre} = \text{spectre} \times (1 + \text{frac} \times \text{blaze}).$$

Les tests effectués sont alors du même type que précédemment, la référence étant le spectre déblazé de l'étoile (et $\text{frac} = 0$) avec un bruit correspondant à la superposition de 100 spectres. Ceci simule une variation de la courbe de blaze dans le sens où elle n'est alors pas la même entre le spectre considéré et la référence.

La figure 2.18 montre l'évolution des valeurs médianes de v_r , χ^2 et ϵ_{vr} en fonction de la fraction en question. Les résultats obtenus en suivant la méthode décrite au chapitre précédent figurent en rouge : la vitesse mesurée est cohérente avec le décalage de 3000 m/s appliqué aux spectres-test, aux erreurs près ϵ_{vr} (elles-mêmes validées par le fait que $\frac{\sigma_{vr}}{\text{avg}(\epsilon_{vr})}$ reste de l'ordre de 1), ce pour des valeurs de frac variant de 0 à 4 %.

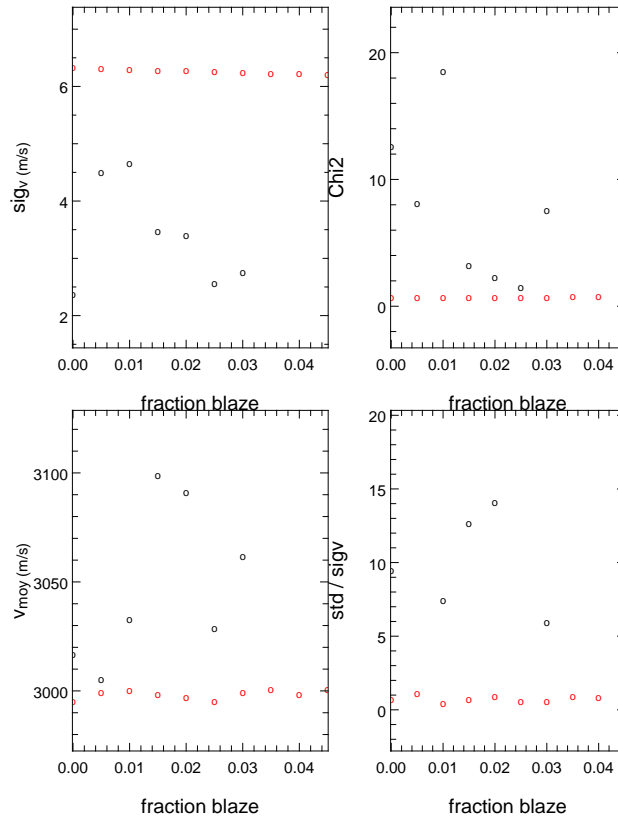


FIG. 2.18 – Evolution des valeurs médianes de v_r , χ^2 , ϵ_{vr} et $\frac{\sigma_{vr}}{\text{avg}(\epsilon_{vr})}$ en fonction de la fraction de blaze affectant le spectres-test.

Pour comparaison figurent en noir les résultats obtenus en conservant toutes les fréquences

du spectre ($coef_{min} = 0$, $coef_{max} = \inf$). On constate alors que vr mesurée est significativement plus grande que 3000 m/s, et ϵ_{vr} plus petit que la valeur correspondant à la dispersion des résultats pour ϵ_{vr} (cf $\frac{\sigma_{vr}}{avg(\epsilon_{vr})} > 1$).

Evolution de ϵ_{vr} en fonction de S/B et du nombre de spectres

Déterminons tout d'abord l'évolution de ϵ_{vr} en fonction de S/B et du nombre de spectres de façon théorique. On a vu que :

$$\epsilon_{vr}^2 = \frac{1}{\left(\frac{2\pi\lambda_0}{c\Delta\lambda}\right)^2 \sum_j j^2 \frac{Re^2[\hat{C}(\nu_j)]}{\sigma^2(\nu_j)}}$$

avec

$$\hat{C}(\nu_j) \propto K_r K$$

Si s_c est suffisamment peu bruitée pour que $|\hat{s}_c|$ soit suffisamment grand ¹ :

$$\sigma^2(\nu_j) \propto K_r K (K + K_r)$$

De plus, si n est le nombre de spectres, on a $K_r = nK$, d'où :

$$\epsilon_{vr}^2 \propto \frac{n+1}{n} \frac{1}{K}$$

En considérant un bruit de photon, on a $S/N \propto \sqrt{K}$, donc, à n fixé :

$$\epsilon_{vr} \propto \frac{1}{S/N}$$

La précision sur la vitesse trouvée est donc inversement proportionnelle au rapport S/N de ces poses.

Par ailleurs, à K i.e. à S/N fixé, on a :

$$\epsilon_{vr} \propto \sqrt{\frac{n+1}{n}}$$

Entre n = 1 et n infini, on a donc seulement un gain d'un facteur $\sqrt{2}$ pour ϵ_{vr} . Il ne serait donc pas nécessaire de prendre un grand nombre de poses pour améliorer la précision obtenue.

La figure 2.19 montre l'évolution de l'erreur due au bruit de photon sur la vitesse radiale mesurée en fonction d'une part du rapport S/B de chaque spectre et d'autre part du nombre de spectres (les spectres utilisés sont ceux de β Pictoris obtenus avec CORALIE). L'ajustement d'une loi inverse pour ϵ_{vr} en fonction de S/B et d'une loi en $\sqrt{\frac{n+1}{n}}$ pour ϵ_{vr} en fonction du nombre de spectres montre que le comportement de ϵ_{vr} est conforme à celui prédit dans l'étude théorique.

¹ce qui est le cas en prenant un nombre de poses suffisamment grand

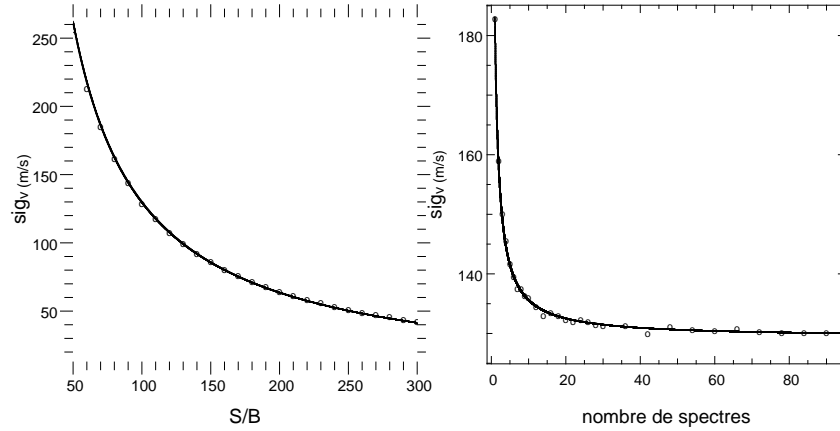


FIG. 2.19 – Evolution de ϵ_{vr} en fonction de S/B et du nombre de spectres.

2.3.2 Étoiles déjà étudiées

Une autre façon de tester cette nouvelle méthode de mesure de vitesses radiales est de comparer les résultats obtenus dans les cas d'étoiles au type spectral suffisamment tardif pour avoir pu être étudiées avec d'autres méthodes. Nous nous intéresserons ainsi ici à des étoiles de type spectral F tardif.

Une étoile standard

Sur la figure 2.20 sont affichées les vitesses mesurées avec la “méthode Interspectrale de Fourier” (gauche), et la courbe de vitesse obtenue avec le logiciel TACOS (Observatoire de Genève) qui détermine le centre des CCFs, de façon standard (centre), et en utilisant un masque pondéré (droite). Les vitesses radiales obtenues avec la “méthode Interspectrale de Fourier” et avec TACOS sont compatibles aux incertitudes près.

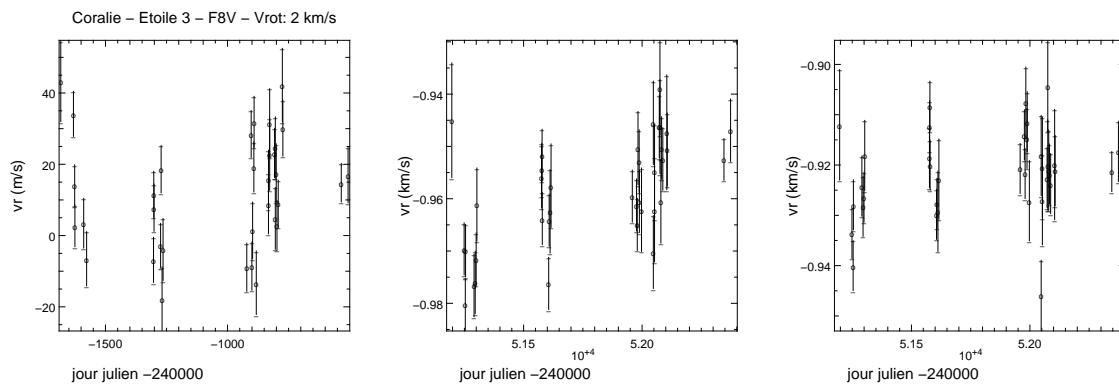


FIG. 2.20 – Courbe de vitesse obtenue avec une étoile standard, avec la “méthode Interspectrale de Fourier” (gauche) et avec TACOS (centre : standard ; droite : masque pondéré).

Une étoile à planètes

Voyons à présent le cas de l'étoile HD 82943 pour laquelle des variations de vitesse radiale ont été mesurées avec TACOS, qui ont conduit à la découverte d'un système planétaire. La figure 2.21 montre la courbe de vitesse obtenue avec la "méthode Interspectrale de Fourier" (gauche), ainsi que la courbe de vitesse obtenue avec TACOS de façon standard (centre), et en utilisant un masque pondéré (droite). Les courbes de vitesse obtenues sont compatibles aux erreurs près.

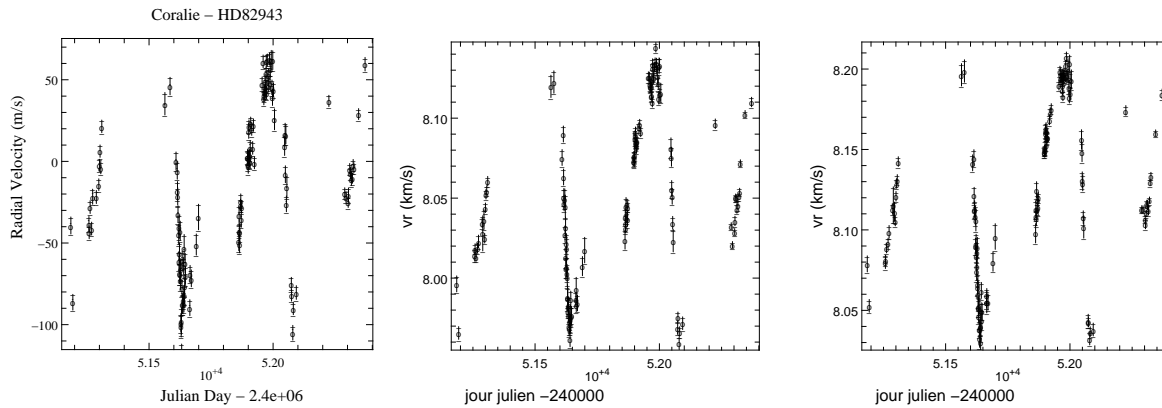


FIG. 2.21 – Courbes de vitesse obtenue dans le cas d'une étoile à planète avec la "méthode Interspectrale de Fourier" (gauche), avec TACOS (centre : standard ; droite : masque pondéré).

2.4 Performances : limites de détection

L'erreur sur la mesure de vitesses radiales a été calculée à partir des spectres acquis, plus précisément à partir du spectre de référence pour chaque étoile observée. Ces spectres de référence ont été ajustés à un niveau de flux identique pour chaque étoile, correspondant en moyenne aux observations. Les résultats sont visualisés sur la figure 2.22 (haut).

Plus la vitesse de rotation est grande à type spectral donné (plus les raies sont donc élargies, là aussi par effet Doppler), plus ϵ_{vr} est grand (forte dépendance : cf la figure 2.22, bas). Plus le type spectral est précoce à vitesse de rotation donnée (moins les raies sont nombreuses), plus ϵ_{vr} est grand (faible dépendance).

La figure 2.23 donne la masse d'un compagnon en orbite circulaire, entraînant une variation de vitesse radiale d'amplitude $\pm 3 \epsilon_{vr}$ (limite de détection) pour différentes périodes, différents types spectraux, différentes erreurs ϵ_{vr} . Par exemple, la masse limite détectable pour une période de 10 jours, dans le cas d'une étoile A5V de $v \sin i$ égal à 70 km/s est $1,5 M_{Jup}$ avec HARPS contre $5 M_{Jup}$ avec ELODIE.

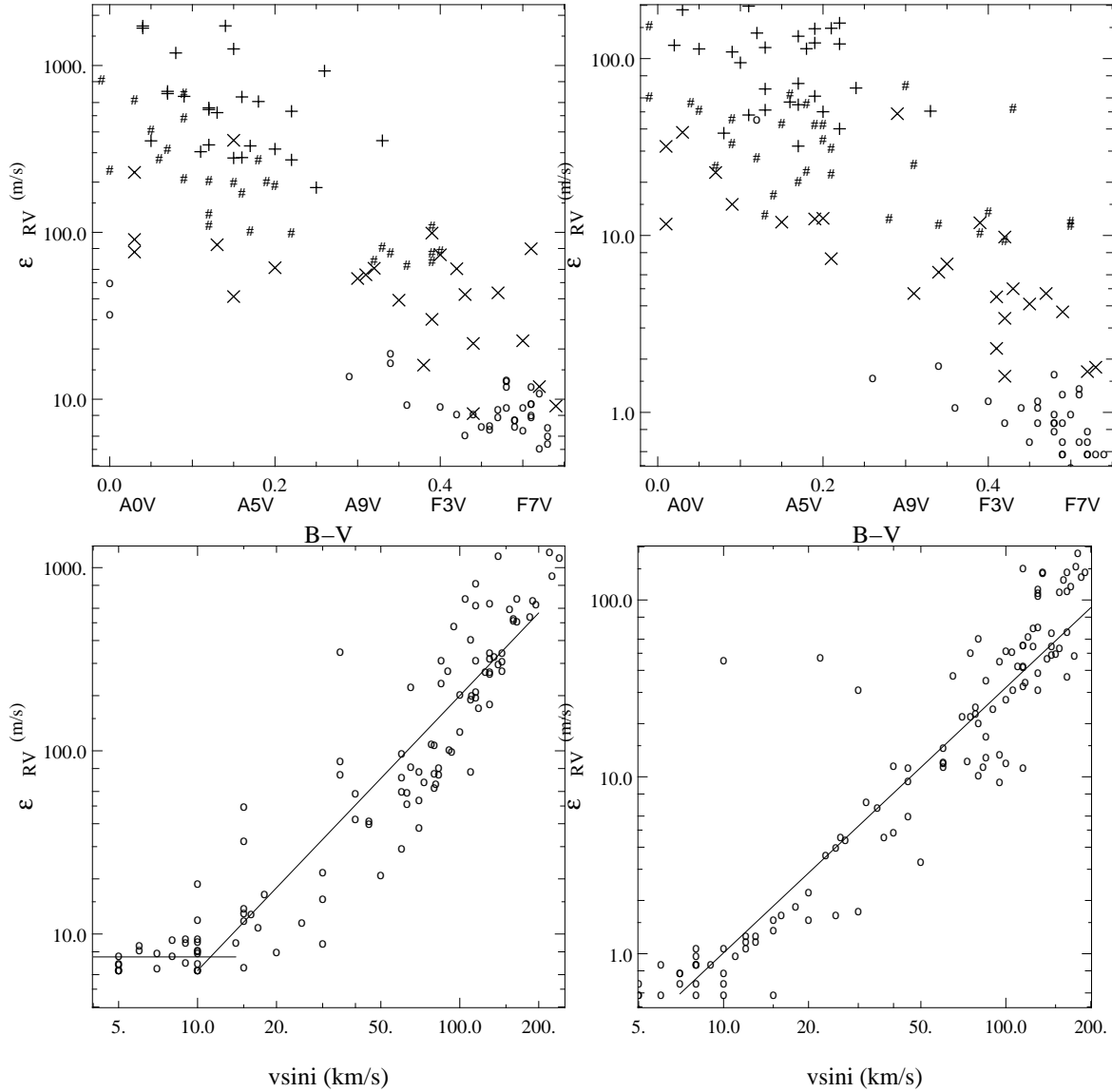


FIG. 2.22 – Haut : erreur ϵ_{vr} en fonction de B-V (ou encore du type spectral) dans le cas d'ELODIE (gauche) et de HARPS (droite), pour différentes vitesses de rotation projetées : $v \sin i < 20$ km/s (cercles), $20 \text{ km/s} < v \sin i < 70$ km/s (croix), $70 \text{ km/s} < v \sin i < 130$ km/s (dièse), $130 \text{ km/s} < v \sin i$ (plus). Bas : erreur ϵ_{vr} en fonction de la vitesse de rotation projetée. Plus la vitesse de rotation est grande à type spectral donné, plus ϵ_{vr} est grand, avec une forte dépendance. Plus le type spectral est précoce à vitesse de rotation donnée, plus ϵ_{vr} est grand, avec une dépendance plus faible.

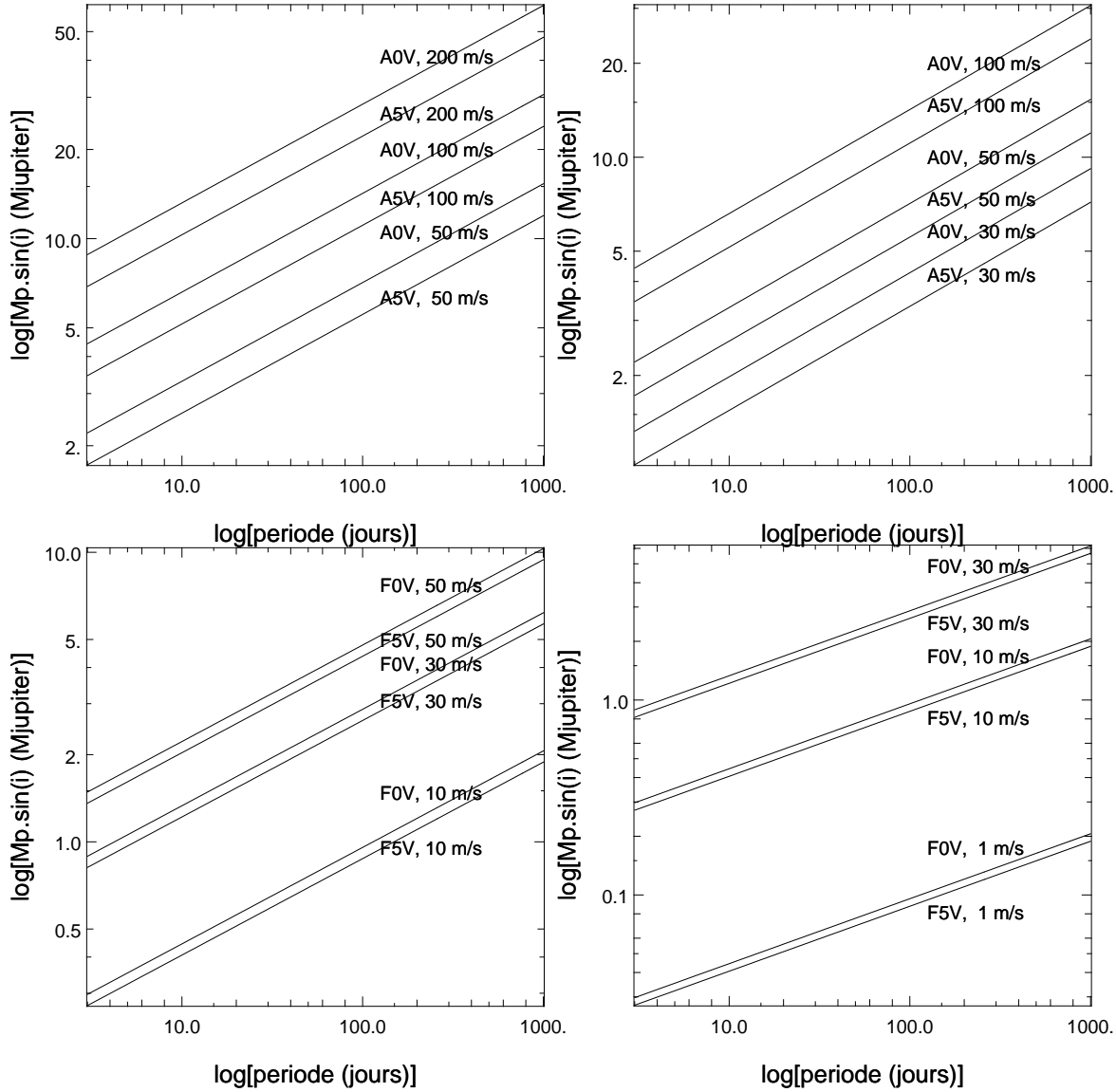


FIG. 2.23 – Masse limite détectable dans le cas d’ELODIE (gauche) et de HARPS (droite), en considérant un compagnon en orbite circulaire, entraînant une variation de vitesse radiale d’amplitude $\pm 3 \epsilon_{vr}$ (limite de détection) pour différentes périodes, différents types spectraux, différentes erreurs ϵ_{vr} . Par exemple, la masse limite détectable pour une période de 10 jours, dans le cas d’une étoile A5V de $v \sin i$ égal à 70 km/s est 1,5 M_{Jup} avec HARPS contre 5 M_{Jup} avec ELODIE.

Publication I.

Performances of radial velocity
measurements, first analyses of
variations.

Extrasolar planets and brown dwarfs around A-F type stars [★]

I. Performances of radial velocity measurements, first analyses of variations.

F. Galland^{1,2}, A.-M. Lagrange¹, S. Udry², A. Chelli¹, F. Pepe², D. Queloz², J.-L. Beuzit¹, and M. Mayor²

¹ Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, BP 53, 38041 Grenoble, France

² Observatoire de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

Received 25 February 2005 / Accepted 23 August 2005

Abstract. We present the performances of a radial velocity measurement method that we developed for A-F type stars. These performances are evaluated through an extensive set of simulations, together with actual radial velocity observations of such stars using the ELODIE and HARPS spectrographs. We report the case of stars constant in radial velocity, the example of a binary detection on HD 48097 (an A2V star, with $v \sin i$ equal to 90 km s^{-1}) and a confirmation of the existence of a $3.9 M_{\text{Jup}}$ planet orbiting around HD 120136 (Tau Boo). The instability strip problem is also discussed. We show that with this method, it is in principle possible to detect planets and brown dwarfs around A-F type stars, thus allowing further study of the impact of stellar masses on planetary system formation over a wider range of stellar masses than is currently done.

Key words. techniques: radial velocities - stars: binaries: spectroscopic - stars: early-type - stars: brown dwarfs - planetary systems

1. Introduction

Since the discovery of the first exoplanet around a solar-like star a decade ago (Mayor & Queloz 1995), more than 150 planets have been found by radial velocity surveys¹. These surveys focus on late type stars ($\gtrsim F8$) as these stars exhibit numerous lines with low rotational broadening. General characteristics of planet masses, distances to star, eccentricities (see e.g. Udry et al. 2003; Marcy et al. 2003), as well as characteristics of the stars hosting those giant planets (e.g. metallicity; Santos et al. 2003) were derived and allow theoreticians to constrain planetary system formation and evolution (e.g. planet migration) around solar type stars.

A general and fundamental question concerning planet formation is the impact of the mass of the central star on the formation and evolution process. We know that the disks around these different types of stars do not have the same properties at similar ages: TTauri disks of a few Myr appear to be less evolved than those around massive stars also of a few Myr such as HD 141569 or HR 4796; this tends to show that these disks,

as the parent stars, evolve more rapidly (Lagrange et al. 2004). The occurrence and time scale of planet formation have to be investigated and compared.

Looking for planets around early type stars is a difficult task. So far, the studies have been limited to giant stars (Sato et al. 2003, Lovis et al. 2005). These stars have small rotational velocities, but a large radius resulting in minimum possible orbital periods of the order of 100 days or slightly less. In a complementary way, to focus on main sequence stars allows us to access smaller orbital periods and to address the question of evolutionary time scale. These high-mass main sequence stars have not been investigated so far as they exhibit fewer lines that are generally broadened by high rotational velocities (typically $100 - 200 \text{ km s}^{-1}$ for A-type stars; see Fig. 1). It was then thought that the radial velocity method could not be applied to those objects. Indeed, the method to process the data and extract the Doppler information for low-mass stars with the cross-correlation method, is not straightforwardly applicable to more massive stars (Griffin et al. 2000).

A new method for radial velocity measurements was introduced a few years ago (Chelli 2000). It consists of correlating, in Fourier space, each spectrum of the target star and a reference spectrum specific to that star (built e.g. by summing all the available spectra of the star). This method had been applied to solar-type stars; we have adapted it for earlier type stars (Section 2). We then performed radial velocity observations of A-F type stars, using the fiber-fed echelle spectrographs ELODIE (Baranne et al. 1996), mounted on the 1.93-m tele-

Send offprint requests to: F. Galland,

e-mail: Franck.Galland@obs.ujf-grenoble.fr

[★] Based on observations made with the ELODIE spectrograph at the Observatoire de Haute-Provence (CNRS, France) and with the HARPS spectrograph at La Silla Observatory (ESO, Chile) under program ID 073.C-0733.

¹ A list of discovered planets updated by Jean Schneider is available at <http://www.obspm.fr/encycl/cat1.html>

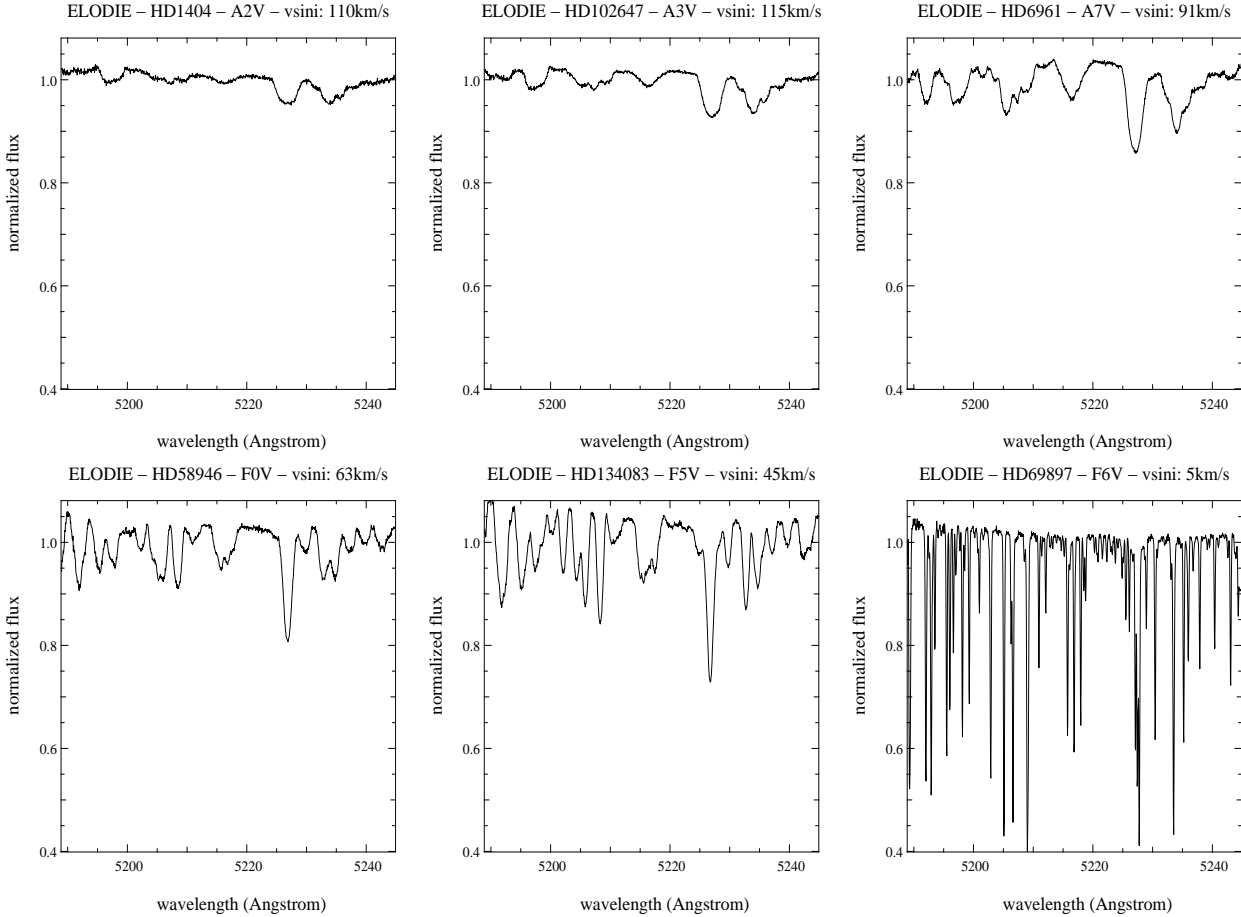


Fig. 1. Examples of spectra acquired with ELODIE. Note the effect of the spectral type and vsini on the number, depth and width of the lines.

scope at the Observatoire de Haute Provence (CNRS, France) in the northern hemisphere, and HARPS (Pepe et al. 2002), recently installed on the 3.6-m ESO telescope at La Silla Observatory (ESO, Chile) in the southern hemisphere.

We present here the performances obtained by applying this method to these spectroscopic observations of A-F main sequence stars. We demonstrate in particular that it should be possible to detect planets and brown dwarfs around A-F type stars. Results obtained with simulations are provided in Section 3. We confirm in Section 4 the accuracy of the computed radial velocities and corresponding uncertainties in real cases, with examples of stars constant in radial velocity, the case of a binary detection and the confirmation of a $3.9 M_{\text{Jup}}$ planet orbiting around HD 120136 (Tau Boo). Furthermore, we discuss the first trends observed in radial velocity variations as a function of the spectral type in the range [A0-F7]. Finally, we present the uncertainties achieved for all stars already observed (Section 5), and the corresponding mass detection limits in the frame of planet and brown dwarf searches (Section 6).

2. Principle of the method

To compute the radial velocity, we use the method described in Chelli (2000). Considering a reference spectrum $S_r(\lambda)$ and a Doppler shifted one, $S(\lambda) = S_r(\lambda - \lambda \frac{U}{c})$, where U is the radial

velocity associated with $S(\lambda)$, we derive the cross spectrum:

$$\widehat{I}(v) = \widehat{S}_r(v) \widehat{S}^*(v) = e^{2i\pi v \lambda_0 \frac{U}{c}} |\widehat{S}_r(v)|^2$$

The radial velocity is contained in the phase of $\widehat{I}(v)$. We then look for the velocity V which minimizes in a least square sense the imaginary part of the quantity: $\widehat{C}(v) = e^{-2i\pi v \lambda_0 \frac{V}{c}} \widehat{I}(v)$. The quantity to be minimized becomes:

$$\chi^2 = \sum_j \frac{\text{Im}^2[\widehat{C}(v_j)]}{\sigma^2(v_j)} = \sum_j \frac{\sin^2(2i\pi v_j \lambda_0 \frac{U-V}{c}) |\widehat{S}_r(v_j)|^4}{\sigma^2(v_j)}$$

which is minimum when V reaches the radial velocity shift U . v_j are discrete frequencies. The photonic radial velocity uncertainty ($\epsilon_{\text{RV-Ph}}$) is simultaneously calculated using the photon noise statistic. See Chelli (2000) for further details.

Working in the Fourier space allows us to apply frequency cuts, reducing the impact of the noise (high frequencies) and of the variations of the continuum (low frequencies) due to stellar phenomena or instrumental effects. This is particularly interesting in the case of A-F type stars.

3. Radial velocity measurements and uncertainties estimates: simulations

We first present simulations performed to test our radial velocity and photon noise uncertainty ($\epsilon_{\text{RV-Ph}}$) determination on individual measurements.

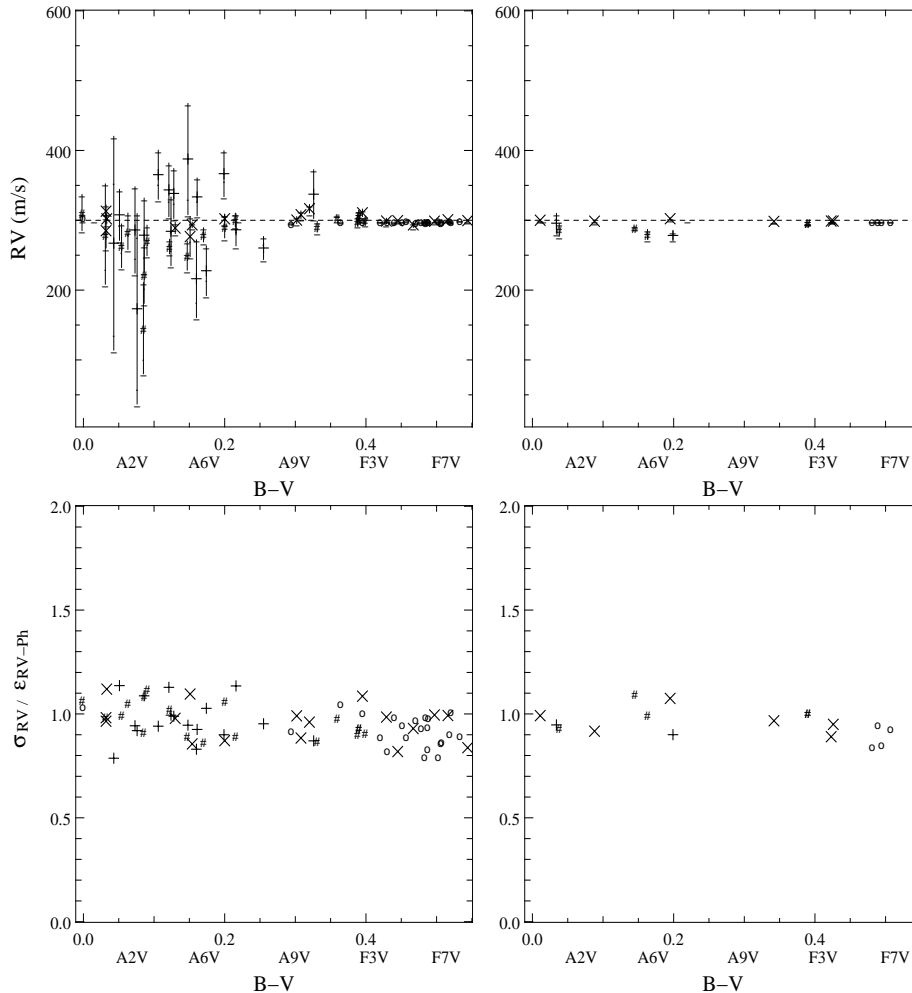


Fig. 2. Top: Average computed radial velocity obtained by simulations on spectra acquired with ELODIE (left) and HARPS (right). Error bars from the average of 100 test spectra. Bottom: radial velocity dispersions divided by uncertainties obtained from simulations on ELODIE (left) and HARPS (right) spectra. Conventions for symbols: $v \sin i \leq 20 \text{ km s}^{-1}$ (o), $20 \text{ km s}^{-1} \leq v \sin i \leq 70 \text{ km s}^{-1}$ (\times), $70 \text{ km s}^{-1} \leq v \sin i \leq 130 \text{ km s}^{-1}$ ($\#$), $130 \text{ km s}^{-1} \leq v \sin i$ ($+$).

3.1. Test spectra

We consider here the case of identical spectra shifted with a constant radial velocity. We first consider a spectrum of a given star obtained with ELODIE or HARPS; this spectrum is smoothed then duplicated into several spectra (here, 101). We add noise to one of these spectra at a level corresponding to a typical reference spectrum, namely corresponding to the sum of 100 spectra with S/N equal to 200 in the case of ELODIE, and 400 in the case of HARPS. We add noise to the other 100 spectra at a level corresponding to a typical measurement i.e. S/N = 200 with ELODIE and 400 with HARPS. Then, these spectra are shifted in radial velocity with a given value (here, 300 m s^{-1}), typically induced by the presence of a planet.

Our method is then used to measure the radial velocities and the corresponding uncertainties. For the considered star, we obtain a distribution of computed radial velocities, characterized with its average and dispersion (if assumed gaussian). The advantages of these tests are: the original spectrum corresponds to a real case in terms of number and depth of spectral lines, taking into account rotational broadening and spec-

tral type which are key parameters; the average radial velocity measured can be compared to the shift applied, in order to test the radial velocity measurement process; no effect other than velocity shift changes the spectra.

3.2. Results

The radial velocity measurements obtained are shown in Fig. 2 (top), for different spectral types (ranging between A0V and F7V), and different rotational velocities ($v \sin i$). The measurements correspond to the average on the distribution of computed radial velocities for a given star. Error bars correspond to $\frac{\epsilon_{RV-Ph}}{\sqrt{100}} = \epsilon'_{RV-Ph}$, as they correspond to the 100 test spectra for a given star. The average computed radial velocity is consistent with the initial shift RV_0 equal to 300 m s^{-1} , given the error bars. This demonstrates the accuracy of the computed radial velocities (no systematic error), in the case of identical spectra only shifted in radial velocity.

The associated uncertainties are shown in Fig. 2. In all cases, the radial velocity dispersion σ_{RV} on the radial velocity distribution obtained for each star is consistent with the com-

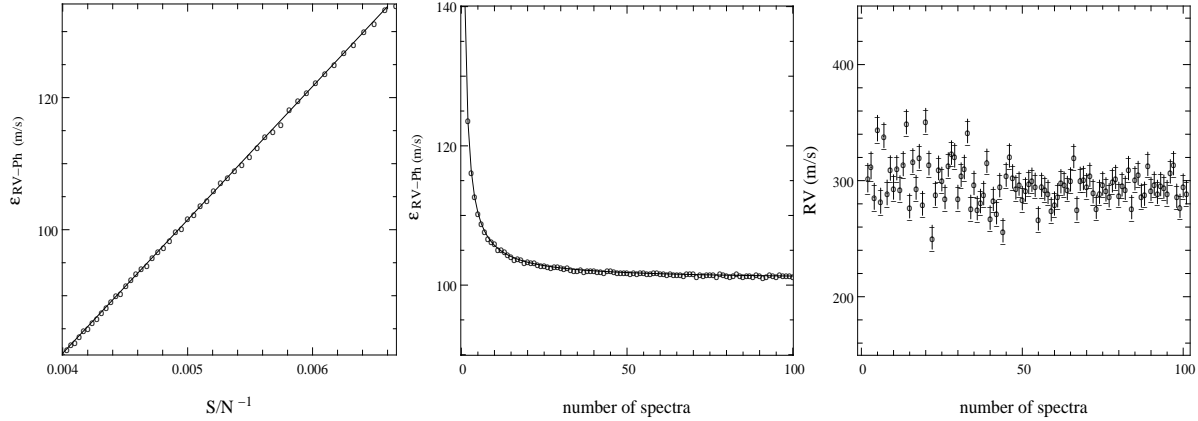


Fig. 3. Simulated radial velocity uncertainties versus S/N (left), versus the number of spectra used to build the reference spectrum (center), and radial velocities obtained as a function of this number of spectra (right), in the case of an A7V star, $v \sin i = 90 \text{ km s}^{-1}$, with ELODIE.

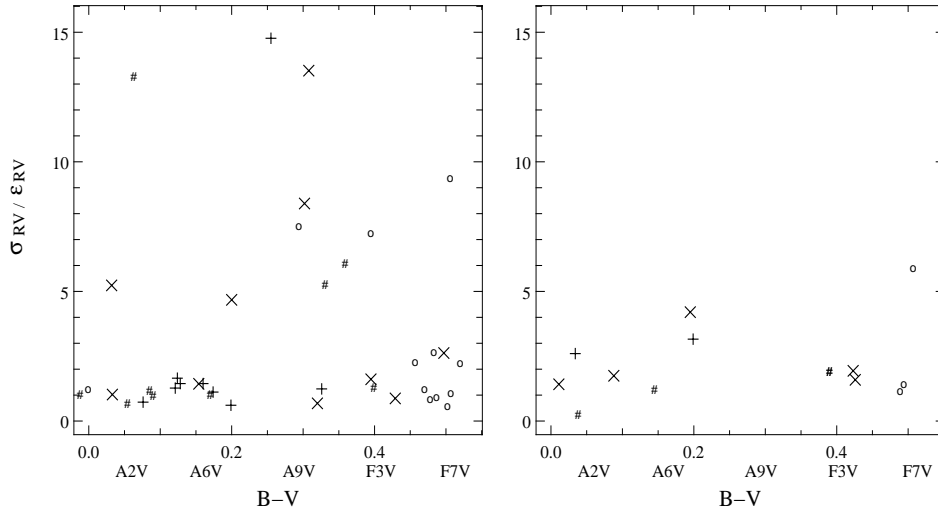


Fig. 4. Measured dispersions divided by uncertainties obtained with ELODIE (left) and HARPS (right), with at least 5 measurements. S/N are those obtained during observations. Symbols are the same as in Fig. 2.

puted uncertainties ϵ_{RV-Ph} : the distribution of $\frac{\sigma_{RV}}{\epsilon_{RV-Ph}}$ on the results obtained for the different stars is centered on 0.95 ± 0.09 for ELODIE, and on 0.94 ± 0.1 for HARPS. This demonstrates the quality of the photon noise uncertainty estimates.

The same kind of tests as above (creation of 100 test spectra shifted by 300 m s^{-1} , and a reference spectrum) have been performed to check the dependence of ϵ_{RV-Ph} on the number n of spectra used to compute the reference spectrum (with S/N fixed to 200) and on S/N (with n fixed to 100). We find that the radial velocity uncertainties behave following these relations: $\epsilon_{RV-Ph} \propto \frac{1}{S/N}$ where S/N is the signal-to-noise per pixel for one spectrum. This is useful when planning measurements, regarding the exposure time necessary to reach a given ϵ_{RV-Ph} ; $\epsilon_{RV-Ph} \propto \sqrt{\frac{n+1}{n}}$ is nearly constant for $n \geq 10$.

The results of the computation are displayed in Fig. 3 as dots: they are in good agreement with fits corresponding to these relations. Moreover, the radial velocities are not affected by systematic errors, even if the number of spectra used to build the reference spectrum is small (Fig. 3).

4. Radial velocity dispersions and uncertainties: real case

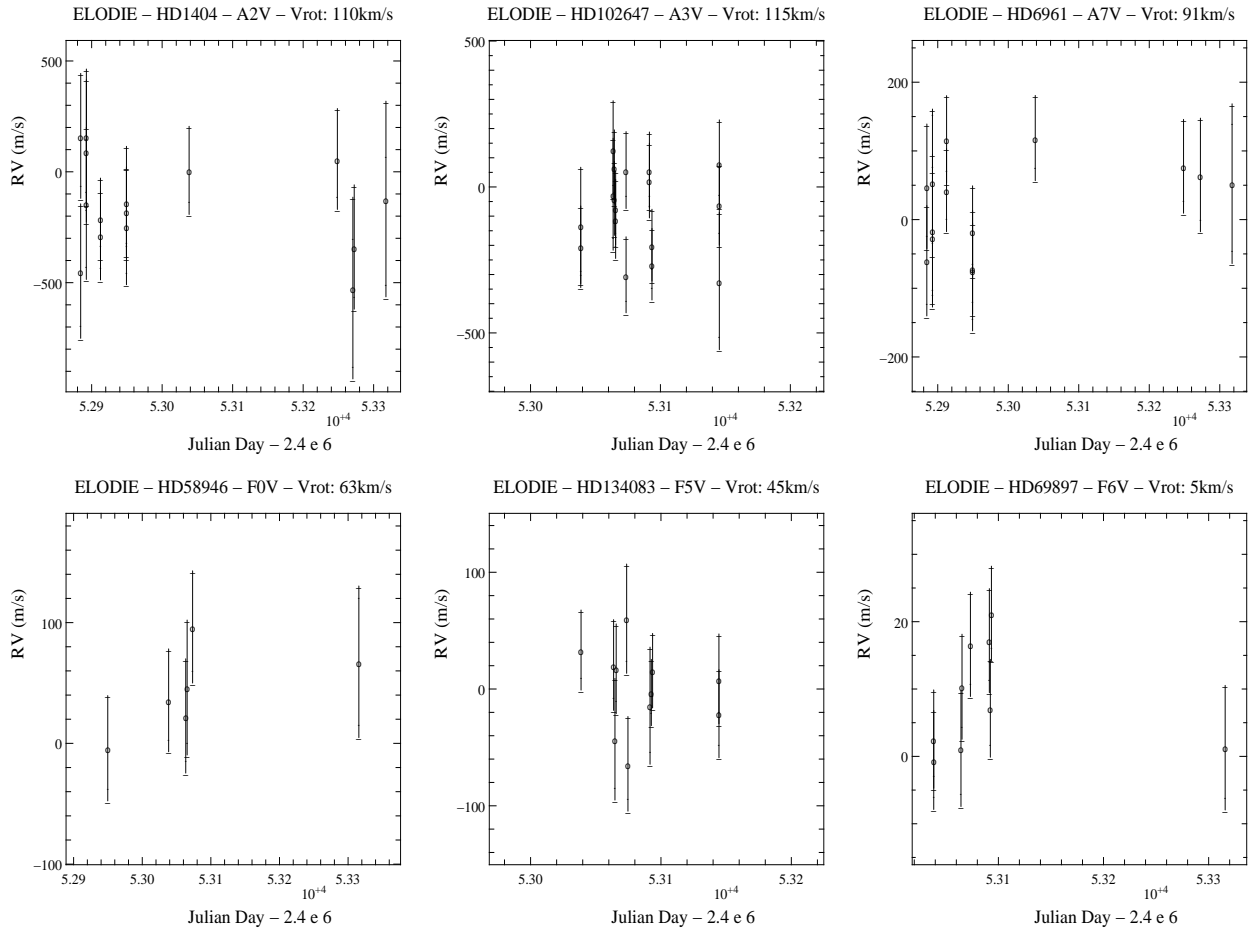
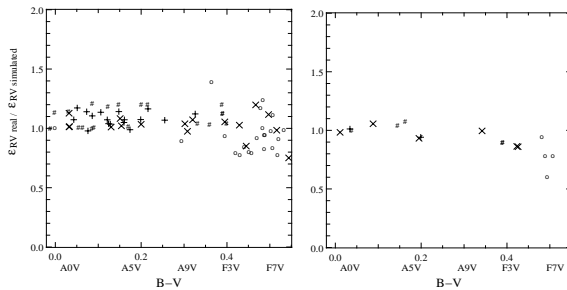
Our aim is to confirm the accuracy of the computed radial velocities and corresponding uncertainties in real cases. We use here the data available so far on our sample of stars surveyed with ELODIE and HARPS. By January 2005, 45 A-F type stars were observed at least 5 times with ELODIE (S/N equal to 196 on average) and 13 with HARPS (S/N equal to 302 on average).

The dispersions obtained, compared to the observed radial velocity uncertainties, are displayed in Fig. 4. They are consistent with an accurate computation of the radial velocity uncertainties in real cases, because they verify $\sigma_{RV} \gtrsim \epsilon_{RV}$ in most cases, where $\epsilon_{RV} = \sqrt{\epsilon_{RV-Ph}^2 + \epsilon_{RV-Ins}^2}$. In addition to the photon noise, ϵ_{RV} takes into account instrumental (in)stability (ϵ_{RV-Ins} : 6.5 m s^{-1} with ELODIE, 1 m s^{-1} with HARPS).

Radial velocity uncertainties observed and simulated (normalized to the same S/N) are in good agreement (see Fig. 6): in most cases, differences are smaller than 20%. Uncertainties observed seem slightly larger than the ones simulated, except for stars with $B-V \geq 0.4$ and $v \sin i \leq 20 \text{ km s}^{-1}$: spectra may be

Table 1. Radial velocity (RV) dispersion and uncertainties (measured and normalized to the same S/N, 200) for a set of stars observed with ELODIE and constant in radial velocity. The normalization allows us to focus the comparison between stars only on spectral type and $v \sin i$.

star	spectral type	$v \cdot \sin(i)$ km s^{-1}	number of measurements	dispersion on measured RV ($m s^{-1}$)	measured RV uncertainties ($m s^{-1}$)	normalized RV uncertainties ($m s^{-1}$)
HD1404	A2V	110	15	203	280	318
HD102647	A3V	115	17	137	132	222
HD6961	A7V	91	15	88	83	104
HD58946	F0V	63	6	32	47	66
HD134083	F5V	45	11	34	39	44
HD69897	F6V	5	9	7.7	7.7	7.4

**Fig. 5.** Examples of radial velocity measurements obtained in the case of stars constant in radial velocity, given the present error bars.**Fig. 6.** Radial velocity uncertainties obtained in real cases (ϵ_{RV}^{real}) divided by simulated radial velocity uncertainties ($\epsilon_{RV}^{simulated}$), with ELODIE (left) and HARPS (right). Symbols are the same as in Fig. 2.

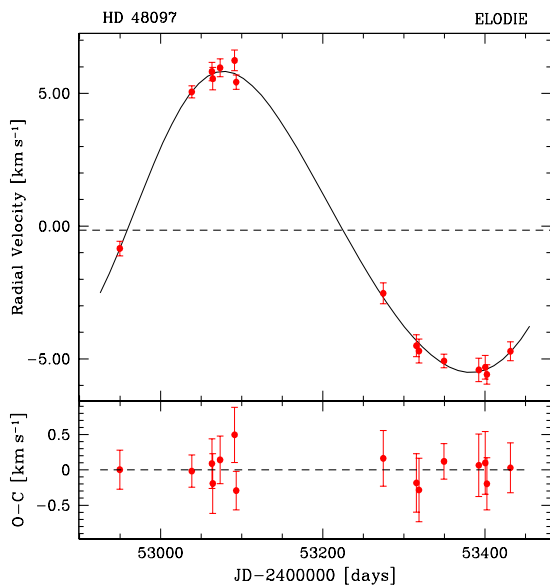
different from one to the other in real cases, resulting in imperfections in the reference spectrum, hence larger uncertainties; these imperfections could be negligible for late type stars, given the large number and depth of the lines.

4.1. Stars constant in radial velocity

Examples of radial velocity measurements obtained with ELODIE for stars that appear to be constant in radial velocity (given our temporal spans) are displayed in Fig. 5, and the corresponding dispersions and uncertainties are given in Table 1. The radial velocity dispersions are consistent with the uncertainties: this confirms the quality of the estimation of the later.

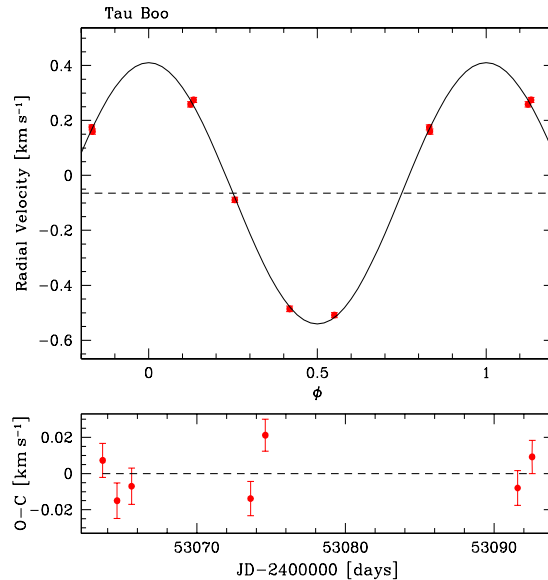
Table 2. ELODIE orbital solution for HD48097 and Tau Boo.

Parameter		HD 48097	Tau Boo
P	[days]	552±17	3.3135±0.0014
T	[JD-2450000]	3005±40	1.27±0.03
e		0.10±0.03	0 (fixed)
γ	[km s ⁻¹]	-0.16±0.23	-0.0650±0.004
ω	[deg]	304±29	0 (fixed)
K	[km s ⁻¹]	5.67±0.11	0.476±0.005
N _{meas}		15	7
$\sigma(O-C)$	[km s ⁻¹]	0.19	0.014
$a_1 \sin i$	[AU]	0.286	1.510 ⁻⁴
f(m)	[M _⊙]	1.0310 ⁻²	3.710 ⁻⁸
m_1	[M _⊙]	2.7	1.2
$m_2 \sin i$	[M _{Jup}]	430	3.9
a	[AU]	1.9	0.046

**Fig. 7.** ELODIE radial velocity data and orbital solutions for HD48097. Top: Radial velocities. Bottom: Residuals.

4.2. HD48097: a binary system

Among stars variable in our radial velocity measurements, we report here a binary detection in HD 48097 (HIP 32104), an A2V, $v \sin i = 90 \text{ km s}^{-1}$ star, with B-V = 0.063, $V = 5.21$, located at 43 pc from the Sun. The orbital parameters deduced from a Keplerian adjustment (Fig. 7) are displayed in Table 2. The companion is a star with a minimum mass of $0.43 M_{\odot}$, thus a late K or M type dwarf (and not a white dwarf for example, which should have evolved faster than the primary, whose mass is $2.7 M_{\odot}$). The dispersion of the residuals is 192 m s^{-1} rms, consistent with the radial velocity uncertainties (359 m s^{-1} on average, 283 m s^{-1} if normalized to $S/N = 200$); the difference can be due to the small number of available measurements. This confirms the accuracy of the computed radial velocities in a real case.

**Fig. 8.** ELODIE radial velocity data and orbital solutions for Tau Boo. Top: Phased-folded velocities. Bottom: Residuals.

4.3. HD 120136: Tau Boo, a known planet

As another example, we show the measurements obtained on Tau Boo (HD 120136, HR 5185), an F7V star, with B-V = 0.48, $V = 4.50$, located 15 pc from the Sun. We confirm the existence of a planet orbiting around this star (Butler et al. 1997). The orbital parameters (Fig. 8) deduced from a Keplerian adjustment are displayed in Table 2, fixing e and ω to 0 given the small number of measurements. They are consistent with the values $P = 3.3128 \pm 0.0002$ days, $e = 0.02 \pm 0.02$, $K_1 = 469 \pm 5 \text{ m s}^{-1}$ previously found. Assuming a primary mass of $1.2 M_{\odot}$, the minimum mass of the companion is still $3.9 M_{\text{Jup}}$ with a semimajor axis of 0.046 AU.

This also confirms the accuracy of the computed radial velocities, in the case of a spectral type sufficiently late to have been already explored. A detection of a planet orbiting an F6V star can be found in Galland et al. (2005b).

4.4. Instability strip

It appears (Fig. 4) that the late A and early F type stars observed (B-V between 0.2 and 0.4) are often highly variable in radial velocity. This range of B-V actually corresponds to the intersection of the instability strip and the main sequence, where we find the pulsating δ Scuti (Handler et al. 2002, Breger et al. 2000) and γ Dor stars (Mathias et al. 2004, Handler et al. 2002). These stars can be responsible for radial velocity variations with an amplitude up to several km s^{-1} and periods up to several days. Additional observations are needed to check for each of the stars observed with B-V in the range 0.2-0.4 and with high radial velocity variations if they are members of the δ Scuti and γ Dor groups.

The studies on the associated photometric variations (Eyer et al. 1997) show that the amplitude of these variations can reach 8 mmag with periods of 2 days in this range of spec-

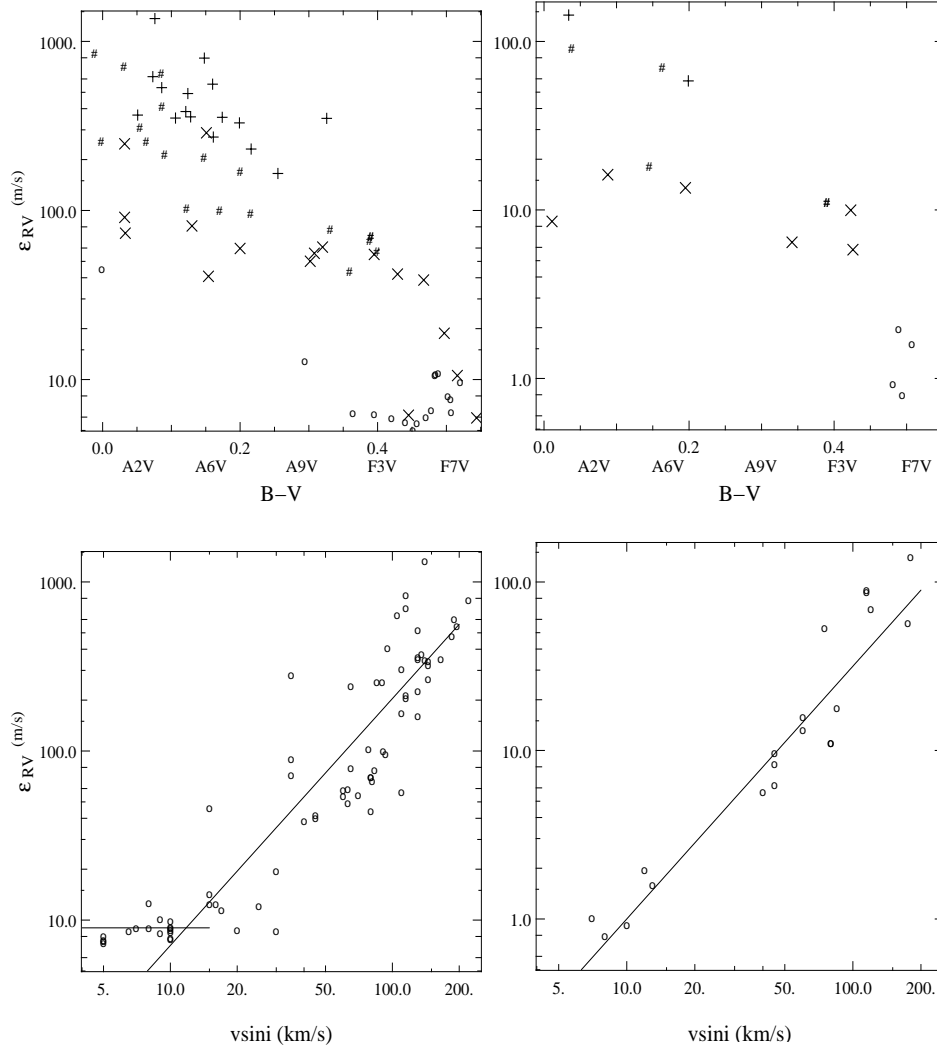


Fig. 9. Uncertainties on the radial velocities in the case of identical spectra only shifted in radial velocity, for all the observed stars, versus B-V (top; symbols are the same as in Fig. 2) and $v \sin i$ (bottom). The spectra were acquired with ELODIE (left) and HARPS (right).

tral types. Yet, the amplitude is less than 2 mmag for the other A-F type stars. The latter may thus be preferential targets if pulsations are not desired to pollute other radial velocity variations.

In particular, it is probable that finding planets with the radial velocity method will be more difficult for stars with B-V in the range 0.2-0.4; ways to distinguish a planetary signal from that of pulsations have to be investigated.

5. Achieved uncertainties: influence of stellar properties

As radial velocity uncertainties have been demonstrated to be accurately computed, we can discuss their values. We consider here the simulated radial velocity uncertainties, as they correspond to the case of identical spectra only shifted in radial velocity (keeping in mind that they are in good agreement with the real case, differences being less than 20 % in most cases).

These radial velocity uncertainties are displayed in Fig. 9. We can see that they depend on the spectral type of the star (the later the spectral type, the smaller ϵ_{RV} , for a given range of

$v \sin i$), and on its rotational velocity to a higher extent. A linear fit of the logarithm of the radial velocity uncertainty (in m s^{-1}) as a function of the logarithm of $v \sin i$ (in km s^{-1}) gives :

- $\epsilon_{RV} = 0.16 \times v \sin i^{1.54} \times \frac{200}{S/N}$ with ELODIE,
- $\epsilon_{RV} = 0.032 \times v \sin i^{1.50} \times \frac{400}{S/N}$ with HARPS.

The dependance of ϵ_{RV} on $v \sin i$ to the power 1.5, found with these fits, is consistent with the study of Bouchy et al. (2001) on the fundamental photon noise limit to radial velocity measurements, in the case of early F type main sequence stars. These fits apply only in the range where lines are resolved, and if photon noise uncertainties are large compared to the instrumental (in)stability (this corresponds typically to $v \sin i \geq 15 \text{ km s}^{-1}$ with ELODIE). When the lines are not resolved (small $v \sin i$), we reach the instrumental limit, represented by a horizontal line in Fig. 9, in the case of ELODIE. Note that the dispersion around the fits results from stars with different spectral types.

The achieved uncertainties on the radial velocities appear to be a factor of 5 ± 1 lower with spectra obtained with HARPS than with ELODIE, even for early type stars which have on av-

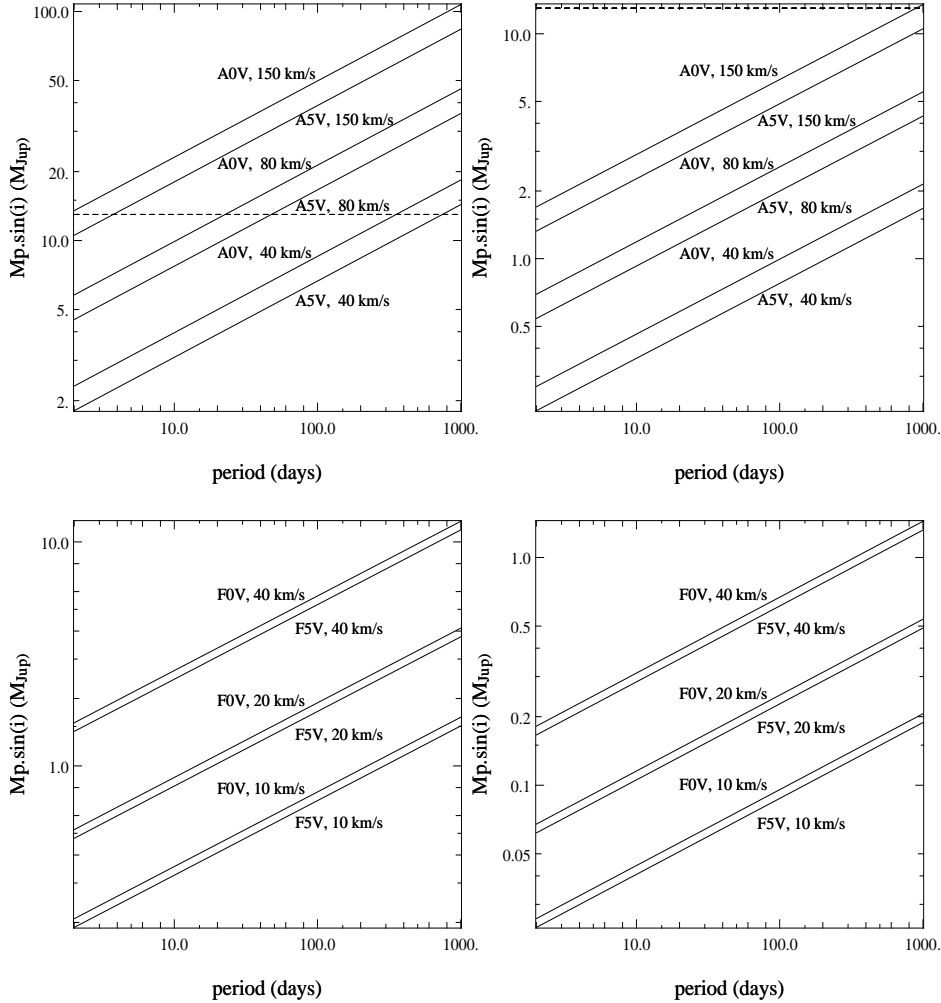


Fig. 10. Mass detection limits for A (top) and F (bottom) type stars, using ELODIE (left) or HARPS (right).

erage a large $v \sin i$. A factor of 2 comes from the S/N per pixel corresponding to these radial velocity uncertainties (200 with ELODIE versus 400 with HARPS). Another factor of 2 comes from an increased factor of 4 in the number of pixels per spectral element, i.e. a factor of 4 in the whole flux for a given S/N per pixel (ELODIE and HARPS have approximately the same spectral range). For the radial velocity uncertainty, these two effects give a factor of $2 \times 2 = 4$, consistent with the factor 5 ± 1 above.

Note that we reach ELODIE and HARPS instrumental precision for slowly rotating stars.

6. Mass detection limits

In the framework of searches for low mass companions, we now estimate what kind of such companions can be found given these uncertainties.

The mass detection limits are inferred for different orbital periods, given radial velocity variations of $\pm 3 \epsilon_{RV}$, assuming a circular orbit. They are displayed in Fig. 10. The most important outcomes are:

- With ELODIE, the planetary domain can be reached for A type main sequence stars with $v \sin i$ up to 100 km s^{-1}

and orbital periods less than 10 days, or with $v \sin i$ up to 40 km s^{-1} and orbital periods less than 1000 days. For late A type stars, the accessible range is $v \sin i$ up to 80 km s^{-1} and orbital periods up to 100 days. Planetary masses can be detected for all F type main sequence stars.

- With HARPS, the planetary domain is accessible for all A and F type stars, even with large $v \sin i$.

For example, with ELODIE, the mass detection limit of a 10 d period planet around an A5V star with $v \sin i$ equal to 60 km s^{-1} is $4 M_{Jup}$. Such massive close-in planets are not unexpected if a proto-planetary massive disk scales with the parent star mass. With HARPS, this detection limit decreases to $0.7 M_{Jup}$.

7. Conclusions

We presented in this paper the performances of a radial velocity measurement method that we developed in the case of A-F type stars. Radial velocities and corresponding uncertainties are shown to be accurately computed both by simulations and using real cases (stars constant in radial velocity, the case of a binary detection and the confirmation of a known planet orbiting Tau Boo).

With regard to stellar properties, the achieved uncertainties ϵ_{RV} depend on the spectral type, and above all on $v \sin i$, to the power 3/2: if ϵ_{RV} is expressed in m s^{-1} and $v \sin i$ in km s^{-1} , ϵ_{RV} behaves typically (still with a dependance on the spectral type) as:

- $\epsilon_{RV} = 0.2 \times v \sin i^{1.5} \times \frac{200}{S/N}$ with ELODIE, if $v \sin i \geq 15 \text{ km s}^{-1}$;
- $\epsilon_{RV} = 0.03 \times v \sin i^{1.5} \times \frac{400}{S/N}$ with HARPS.

In particular, we have demonstrated that it should be possible to detect extrasolar planets and brown dwarfs around such A-F type stars: detection limits arrive at the planetary domain for most of them. Given these results, we have begun a radial velocity survey to search for these low mass companions around a volume-limited sample of A-F main sequence stars, with ELODIE and HARPS.

Acknowledgements. We acknowledge support from the French CNRS. We are grateful to the Observatoire de Haute Provence, the Programme National de Planétologie (INSU), and ESO for the time allocation, and to their technical staff. These results have made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France.

References

- Abt, H., 2000, ApJ 544, 933
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, A&A 119, 373
- Breger, M., Montgomery, M.H., 2000, ASP Conf. Ser., Vol. 210, Delta Scuti an Related stars. Astron. Soc. Pac., San Francisco
- Bouchy, F., Pepe, F., Queloz, D., 2001, A&A 374, 733
- Butler, P., Marcy, G., Williams E., et al. 1997, ApJ, 474L, 115B
- Chelli, A., 2000, A&A 358, L59
- Eyer, L., Grenon, M., 1997, Hipp.Conf, 467E
- Handler, G., Balona, L.A., Shobbrook, R.R., et al. 2002, MNRAS 333, 262
- ESA 1997, The Hipparcos and Tycho Cat, ESA SP-1200
- Griffin, R. E. M., David, M., Verschueren, W., 2000, A&A Suppl. Ser., 147, 299
- Lagrange, A.M., Backman, D.E. and Artymowicz, P. , 2000, in Protostars and Planets IV (Book - Tucson: University of Arizona Press; eds Mannings, V., Boss, A.P., Russell, S. S.), p. 639
- Lagrange, A.M., Augereau, J.C., 2004, in Planetary systems and planets in systems, ISSI workshop
- Louis, C., Mayor, M., Udry, S., 2005, in *Proceedings of the 13th Cool Stars Workshop*, ESA SP series 2005, in press
- Marcy, G., et al. 2003, in *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets*, Eds. D. Deming & S. Seager, ASP Conf. Ser., in press
- Mathias, P., Le Contel, J.-M., Chapellier, E., 2004, A&A, 417, 189
- Mayor, M., Queloz, D., 1995, Nature, 378, 355
- Mayor, M., et al. 2003, Proc. of the ISSI Workshop on *Planetary Systems and Planets in Systems*, Kluwer Academic Press, in press
- Pepe, F., Mayor, M., Rupprecht, G., et al. 2002, The ESO Messenger, 110, 9
- Santos, N.C., Israelian, G., Mayor, et al. 2003, A&A 398, 363
- Sato, B., Ando, H., Kambe, E., et al. 2003, ApJ, 597L, 157
- Udry, S., Mayor, M., Queloz, D., 2003, in *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets*, Eds. D. Deming & S. Seager, ASP Conf. Ser., in press
- Udry, S., Mayor, M., Santos, N.C., 2003, A&A, 407, 369

Phénomènes perturbant
les vitesses radiales

Chapitre 3

Phénomènes perturbant les vitesses radiales

Nous développons ici des considérations sur les variations de vitesse radiale provenant de phénomènes autres que la présence d'un compagnon en orbite autour d'une étoile. Ces variations peuvent par exemple être d'origine intrinsèque, i.e. liée à l'étoile elle-même ; ces phénomènes physiques perturbateurs sont reliés à l'activité de l'étoile ou à l'existence de pulsations, modifiant toutes deux la surface de l'étoile et donc les vitesses radiales mesurées. Dans ces cas, le profil des raies subit des déformations au cours du temps. Il faut d'ailleurs noter que la méthode de mesure de vitesse radiale développée au chapitre précédent suppose que les spectres considérés sont identiques entre eux au bruit près et à un décalage Doppler près. Nous proposons ici de premiers critères pour diagnostiquer l'existence de ces phénomènes perturbateurs et pour les distinguer de la présence d'une planète.

3.1 Étude du profil des raies

L'existence d'un compagnon entraîne une variation périodique des vitesses radiales, se traduisant par un décalage périodique des spectres de l'étoile, sans déformation des raies. Lorsqu'on mesure des vitesses radiales variables, il importe donc de savoir, outre si les spectres sont effectivement décalés par effet Doppler, si les raies subissent des déformations au cours du temps. Nous développons dans ce chapitre des outils devant permettre de tester la présence de déformations dans les raies spectrales.

3.1.1 Fonction de corrélation croisée numérique

La visualisation directe des spectres pour rechercher d'éventuelles variations de profil de raie est en général insuffisante. Un outil plus puissant est basé sur l'utilisation de la CCF (cross-correlation function), sorte de raie moyenne de chaque spectre, qui condense l'information contenue dans toutes les raies prises en compte. Pour un spectre donné, la CCF est calculée comme étant le produit de corrélation entre ce spectre et un masque binaire. Ainsi, l'abscisse

du centre du pic de corrélation correspond au décalage subi par le spectre considéré par rapport à la situation de repos. C'est d'ailleurs cette méthode qui est utilisée pour calculer les vitesses radiales dans le cas des étoiles de type solaire, en ajustant les CCFs avec une gaussienne afin de prendre en compte toute la CCF et pas seulement son centre. Ici, le masque est construit à partir du spectre de référence, en ne considérant que les raies les plus profondes. Cette détection est effectuée en calculant la dérivée du spectre, et en repérant les zones où cette dérivée est négative puis positive (raies en absorption). Une analyse avec les CCFs est possible si le nombre de raies spectrales qui ne se superposent pas est suffisant (typiquement une centaine), sinon la CCF est trop bruitée. Pour les étoiles F, ce nombre est en général assez élevé pour permettre l'étude de la CCF. Pour les étoiles de type spectral A précoce et/ou les étoiles ayant un $v. \sin i$ trop grand (typiquement 100 km/s), le nombre de raies ne se superposant pas et pouvant servir au calcul des CCFs est trop petit, si bien que la CCF résultante est trop bruitée pour qu'une analyse avec le bissecteur de la CCF soit possible. D'autres outils de diagnostic sont alors nécessaires.

3.1.2 Fonction "d'auto-corrélation"

On peut ainsi considérer la fonction "d'auto-corrélation" ("auto-CCF"), c'est-à-dire la fonction de corrélation entre un spectre et le spectre de référence. On remplace donc le masque binaire par le spectre de référence dans le calcul de la fonction de corrélation. Un avantage par rapport aux CCFs réside dans le fait qu'on peut prendre en compte toutes les raies du spectre, et pas seulement celles qui ne se superposent pas. L'inconvénient est que cette fonction d'auto-corrélation ne constitue pas, au contraire de la CCF, une image du profil des raies. Cependant, le diagnostic de l'existence de déformations nous suffirait dans un premier temps.

3.1.3 Courbe de χ^2

Pour rechercher si les spectres d'une étoile donnée sont identiques entre eux à un décalage Doppler près, on peut utiliser la valeur de χ^2 minimum intervenant dans le calcul des vitesses radiales décrit au Chapitre 2. Le cas de spectres identiques devrait se traduire par une valeur du χ^2 minimum proche de 1 en valeur réduite. En pratique, ce diagnostic est cependant grossier. Il faut noter que si peu de spectres sont disponibles pour le calcul de la référence, alors les χ^2 minimums sont inférieurs à 1 en général, car un spectre donné se corrèle alors avec le spectre de référence plus que de raison, se reconnaissant en partie dans cette référence.

Mais on peut aussi construire la courbe des valeurs de χ^2 prises pour différentes valeurs de décalage entre un spectre et le spectre de référence. Cette courbe peut alors jouer le rôle que prenait la CCF ou l'auto-CCF dans l'analyse de la déformation des raies. Le gros avantage par rapport aux CCFs réside à nouveau dans le fait qu'on peut prendre en compte toutes les raies du spectre, et pas seulement celles qui ne se superposent pas. Et de nouveau, l'inconvénient est que cette courbe de χ^2 n'est pas une image du profil des raies. Mais le diagnostic de l'existence de déformation des raies serait déjà appréciable à lui seul.

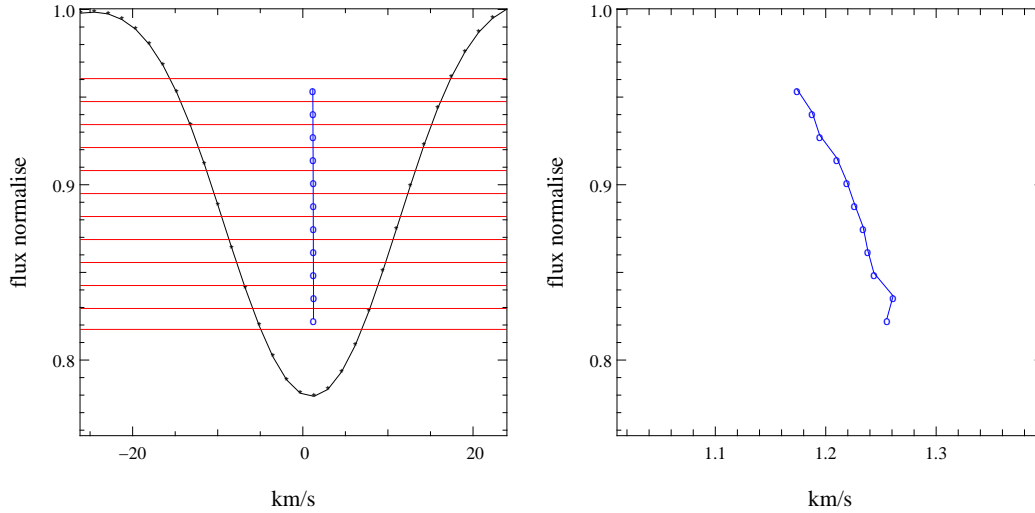


FIG. 3.1 – Gauche : CCF et son bissecteur. Droite : bissecteur seul, dilaté pour une meilleure visualisation. Résultats obtenus avec un spectre d’une étoile F6V avec $v \sin i = 10$ km/s.

3.1.4 Bissecteurs

Que l’on considère les CCFs, les auto-CCFs ou les courbes de χ^2 , il est plus pratique d’étudier les bissecteurs de ces fonctions pour analyser leurs variations. Le bissecteur est calculé en découpant la fonction en tranches horizontales, puis en calculant les abscisses de l’intersection de chaque tranche avec les côtés gauche et droit de la fonction. Le bissecteur est alors l’ensemble des points correspondant à la moyenne de chaque couple de points d’intersection (voir figure 3.1). L’incertitude portant sur le bissecteur est évaluée à partir de l’incertitude portant sur la vitesse radiale mesurée : on prend ainsi en compte l’importance du nombre et de la profondeur des raies, ainsi que les conditions d’observation (S/B plus ou moins bon). La pertinence des incertitudes obtenues sur les bissecteurs a été vérifiée en utilisant des spectres-test similaires à ceux du Chapitre 2. Deux paramètres principaux caractérisent un bissecteur : sa pente et sa courbure. La pente est estimée *via* le span, obtenu en retranchant la moyenne des points bas du bissecteur à la moyenne des points hauts du bissecteur. La courbure est obtenue en retranchant la droite joignant la moyenne des points haut et la moyenne des points bas, à la moyenne des points centraux.

3.1.5 Illustration avec des spectres-test

Afin de tester le calcul des CCFs et de leur bissecteur, ainsi que l’estimation des incertitudes associées, nous considérons ici des spectres-test, similaires à ceux utilisés au chapitre précédent i.e. identiques entre eux au bruit de photon près et ayant subi un décalage Doppler d’une valeur connue. La figure 3.2 montre les résultats obtenus avec les spectres-test correspondant au cas d’une étoile F6V. Les vitesses radiales mesurées sont indiquées sur la première ligne de figures. Les CCFs de ces spectres-test ont ensuite été calculées, ainsi que leur bissecteur.

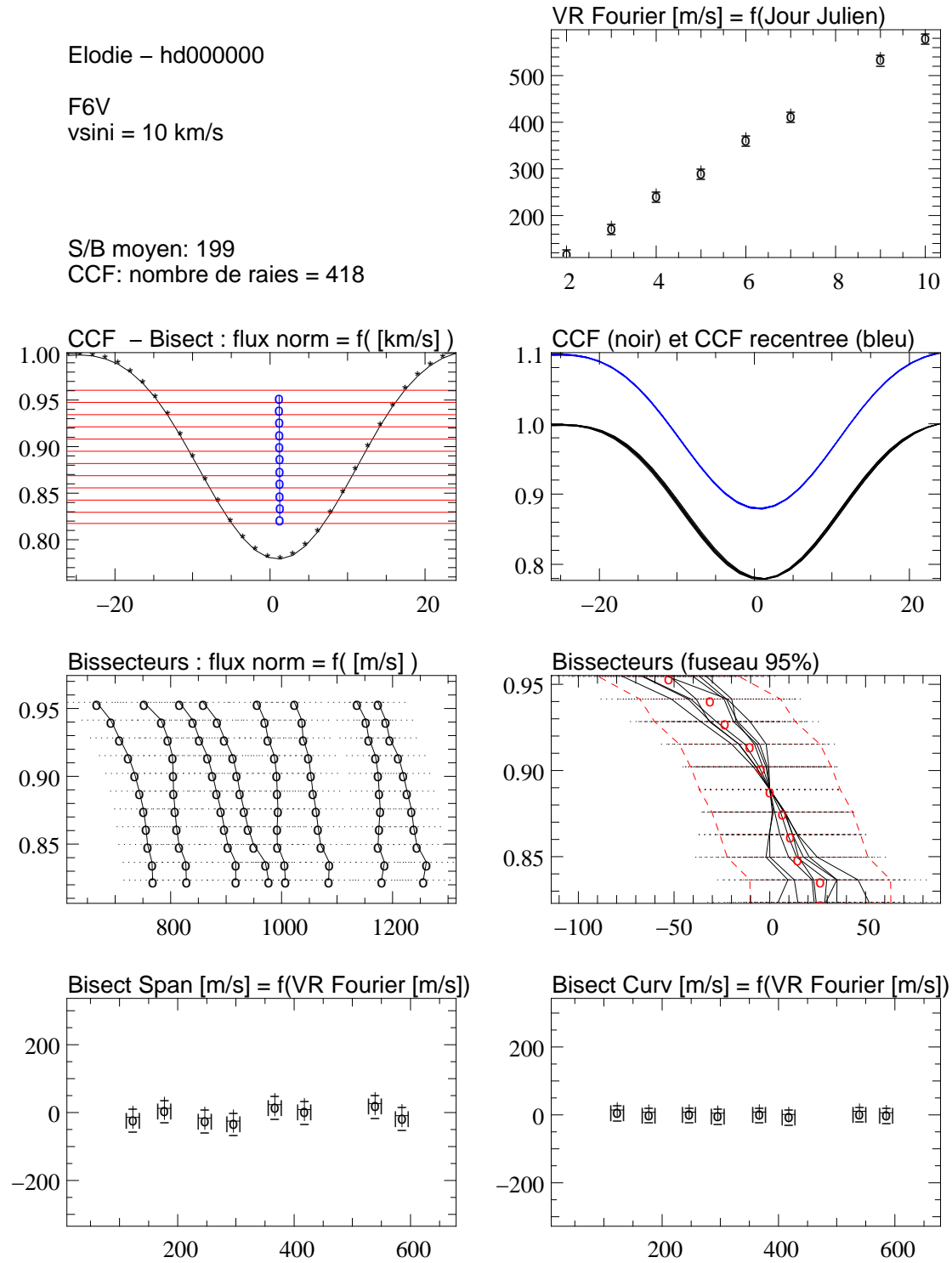


FIG. 3.2 – CCFs et leur bissecteur obtenus avec des spectres-test, identiques entre eux au bruit près et à un décalage Doppler près, afin de tester le calcul des CCFs et de leur bissecteur, ainsi que l'estimation des incertitudes associées.

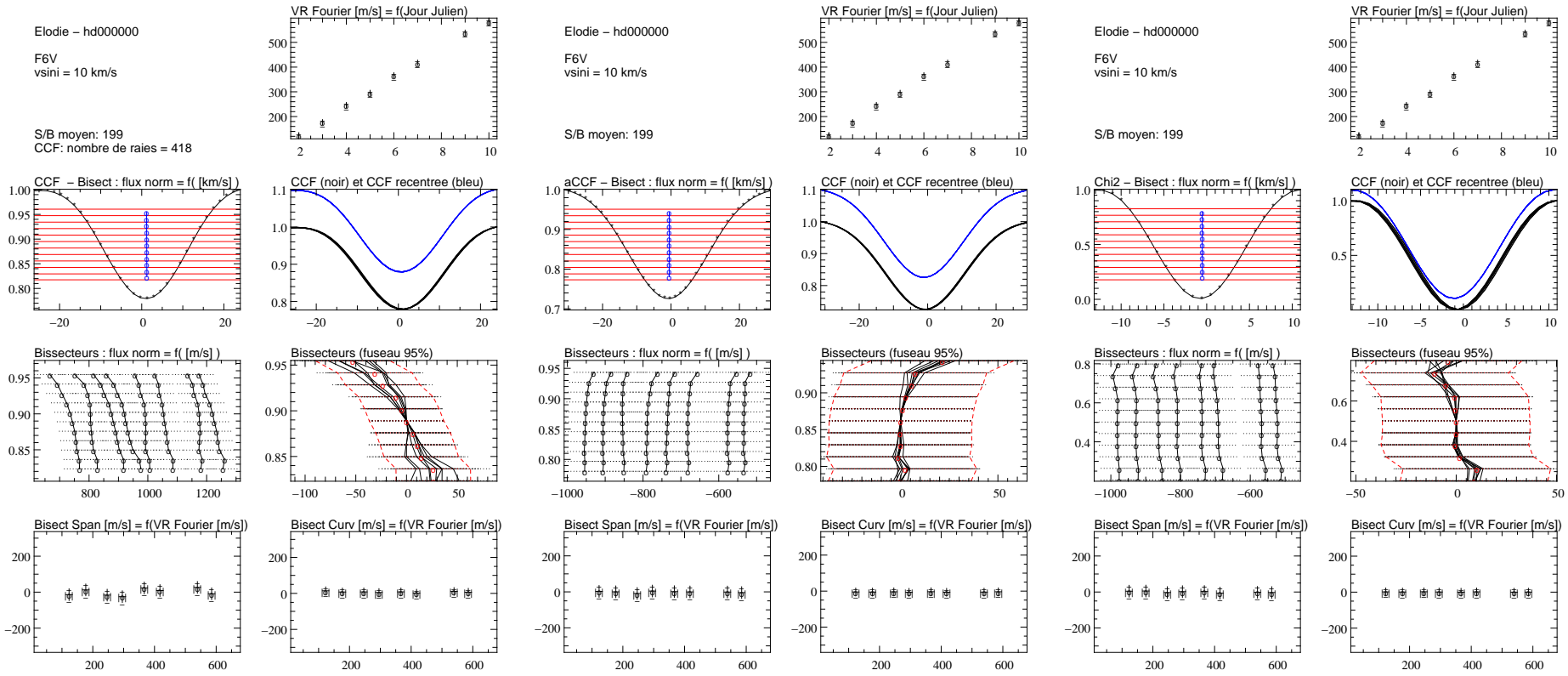


Fig. 3.3 – CCFs, fonctions d'auto-correlation et courbes de χ^2 obtenues avec des spectres-test.

Sur la deuxième ligne à gauche est illustrée une CCF, la définition des tranches utilisées pour le calcul du bissecteur et le bissecteur obtenu. A droite sont représentées les CCFs avant (en bas) et après (en haut) recentrage des vitesses radiales calculées. Ceci permet de voir si les spectres étaient effectivement décalés en vitesse radiale (dispersion moins grande après recentrage).

Sur la troisième ligne sont représentés les bissecteurs, avec les incertitudes associées à chaque point (en pointillés); à droite, ces bissecteurs sont recentrés de la valeur de leur point milieu afin de mieux évaluer si ils sont constants aux incertitudes près (le “fuseau 95%” désigne la zone contenant 95% des bissecteurs si ils ne sont effectivement pas significativement différents). Sur la quatrième ligne sont représentés le span et la courbure en fonction des vitesses radiales mesurées, afin de visualiser si d’éventuelles variations des bissecteurs peuvent expliquer complètement la variation des vitesses radiales, ce qui est le cas si les amplitudes de variation sont du même ordre de grandeur. La courbure étant souvent constante, on représente parfois plutôt le span en fonction du temps. Sur la figure 3.3, ce type de figures est représenté en calculant les CCFs (gauche), les fonctions “d’auto-corrélation” (centre) et les courbes de χ^2 (droite). On retrouve bien, dans les trois cas, que les spectres utilisés sont identiques entre eux aux incertitudes près, puisque le bissecteur des fonctions images de ces spectres le sont.

3.1.6 Cas de profils de raies variables

Si les spectres subissent des déformations, alors les fonctions image de ces spectres sont aussi déformées, ainsi que leur bissecteur. Il faut noter que les déformations des CCFs, des auto-CCFs et des courbes de χ^2 peuvent ne pas être les mêmes (pour une même origine physique), car seules les CCFs peuvent être vues comme une raie moyenne de l’ensemble des raies spectrales.

Comme nous allons le voir, ces déformations peuvent être dues à l’existence d’une activité magnétique ou de pulsations, qui affectent la surface stellaire et les mesures de vitesse radiale. Nous allons également appliquer les diagnostics précédents à ces cas où le profil des raies varie au cours du temps.

On peut déjà noter que l’étude de la variation du profil des raies n’est pas aisée, et que les voies explorées ici sont encore à approfondir. De façon générale, la CCF est un outil pour lequel l’interprétation est plus facile puisqu’elle peut être considérée comme une raie moyenne de l’ensemble des raies spectrales. Mais lorsque le nombre de raies ne se superposant pas est trop petit, la CCF devient trop bruitée et son analyse n’est plus possible. La fonction d’auto-corrélation, ayant comme avantage de prendre en compte l’ensemble des raies se superposant ou non, pourrait alors être le moyen de diagnostic adapté. Cette fonction d’auto-corrélation représenterait une meilleure voie que la courbe de χ^2 , car pour cette dernière, les points d’un bissecteur donné semblent plus corrélés entre eux et apporter donc moins d’information.

3.2 Origines intrinsèques de la variation du profil des raies

Voyons donc le cas de variations significatives des vitesses radiales mais avec déformation des raies. Ces déformations expliquent les variations de vitesse si l'amplitude de variation des spans et/ou courbures du bissecteur des CCFs sont de l'ordre de grandeur des variations de vitesse. Il est important d'identifier ces cas pour mieux les écarter (arrêt des observations), car si au contraire les déformations ne sont pas suffisantes pour rendre compte des variations de vitesse observées, alors un décalage Doppler créé par un compagnon peut se cacher parmi les variations dues aux déformations des raies.

Les phénomènes pouvant être à l'origine d'une déformation des raies sont divers et les variations de vitesse radiale engendrées peuvent être vues comme un bruit supplémentaire. Ces variations sont regroupées sous le terme de "jitter". Voyons quelques-uns de ces phénomènes.

3.2.1 La granulation

La surface d'une étoile dont l'enveloppe est convective (et non radiative) est constituée d'une multitude de cellules convectives : la vitesse radiale locale est négative en leur centre (les éléments émetteurs s'éloignent du centre de l'étoile et s'approchent de l'observateur), et positive sur leurs bords (Schatzman & Praderie, 1990). De plus, ces vitesses ne sont pas les mêmes d'une cellule convective à l'autre. La vitesse radiale mesurée, moyenne sur toutes ces cellules, est donc affectée de variations directement liées à cette structure granulaire. Dans le cas d'étoiles de type solaire, il existe environ 10^6 cellules convectives animées d'une vitesse d'amplitude typique de 1 km s^{-1} , ce qui entraîne un bruit typique de $1 \text{ km s}^{-1}/\sqrt{10^6} = 1 \text{ m s}^{-1}$ sur la vitesse radiale instantanée. Ce bruit est plus faible sur la vitesse radiale mesurée, car moyenné sur la durée de la pose permettant d'obtenir le spectre de l'étoile. Pour les naines A-F, on peut s'attendre à ce que l'incertitude sur la vitesse radiale mesurée soit du même ordre de grandeur, i.e. négligeable (les cellules sont peut-être plus grosses, mais la surface l'est aussi, et le nombre de cellules serait ainsi similaire).

La granulation est aussi à l'origine du profil global des raies, et donc de la forme du bissecteur : en forme de C pour les étoiles G-K, il prend progressivement celle d'anti-C pour les étoiles F (Gray 1982). Par ailleurs, suivant la région de formation des raies, la vitesse de rotation est différente (l'étoile est en rotation différentielle), si bien que le profil de ces raies subit une distorsion caractéristique, qui dépend de la température, de la composition...

3.2.2 L'activité magnétique

Le champ magnétique généré par une étoile est responsable de l'existence de structures à sa surface, qui évoluent au cours du temps (taches, points chauds, éruptions...), ainsi que d'une émission chromosphérique. *A priori*, le champ magnétique des étoiles A est faible car l'enveloppe convective est très réduite ; il est cependant possible que ce champ soit suffisant pour engendrer taches et émission chromosphérique décelables, tout comme dans le cas des étoiles de type solaire.

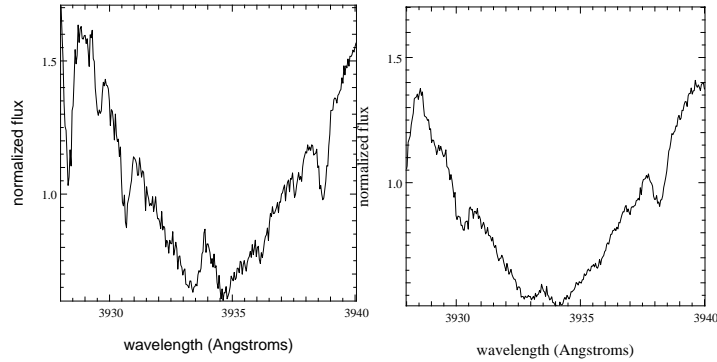


FIG. 3.4 – Raie en émission dans la raie du Ca K, cas de HD 25998 (gauche) et HD 126660 (droite), avec ELODIE.

Activité magnétique : émission chromosphérique

Pour les étoiles de type F tardif, G et K, l’activité magnétique stellaire peut être détectée *via* l’émission chromosphérique, notamment dans les raies (en absorption) H et K de CaII : elle se traduit par une raie en émission au fond de ces raies en absorption (comme illustré sur la figure 3.4 dans le cas de deux étoile F7V de notre échantillon, observées avec ELODIE). En effet, le gradient de température dans la chromosphère est inversé, ce qui entraîne la formation de raies en émission ; or l’activité stellaire se traduit entre autres par le chauffage de la chromosphère, augmentant l’intensité de ces raies en émission (Noyes et al. 1984a). Le niveau d’activité peut être évalué en effectuant le rapport entre le flux au centre (origine chromosphérique, mais aussi photosphérique) et au bord (continuum) de ces raies ; l’indicateur d’activité correspondant est appelé S-index. Après correction des effets de couleur et enlèvement de la contribution photosphérique (Noyes et al. 1984a), cet indicateur devient l’indice R'_{HK} . Typiquement, une valeur de -4 pour R'_{HK} indique une étoile très active et une valeur de -5 une étoile stable. Il existe une relation entre l’indice d’activité R'_{HK} et un indice similaire défini dans la raie de H α : $R'_{HK} = 2.725R_{H\alpha} + 1.3510^{-6}$ (Soderblom et al. 2001).

Pour les types spectraux précoces, la raie de CaII H est inutilisable car recouverte par la raie de H ϵ , et pour les types spectraux plus précoces que A7V, on n’observe plus d’émission dans la raie de CaII K (l’important flux photosphérique noie le flux chromosphérique).

L’émission chromosphérique engendrée par l’activité magnétique est aussi détectable en spectroscopie ultraviolette. L’étude de raies d’émission UV a ainsi montré qu’il existe une forte émission chromosphérique dans les étoiles naines de type spectral F précoce (avec un maximum pour B-V=0.28, correspondant au type F0V), potentiellement aussi forte que pour les étoiles de type solaire (Simon 1991). Cette émission chromosphérique est ensuite de moins en moins forte pour les étoiles de type A ; elle est encore détectée dans certaines naines de B-V=0.25 (Simon & Landsman 1991). Ces auteurs démontrent que les raies de CII en émission ne sont pas corrélées avec la vitesse de rotation pour les étoiles de type spectral plus précoce que F5. Ils confirment que le rapport entre les flux coronaux (détectés en rayons X) et chromosphériques (en UV) est plus petit pour ce type d’étoiles.

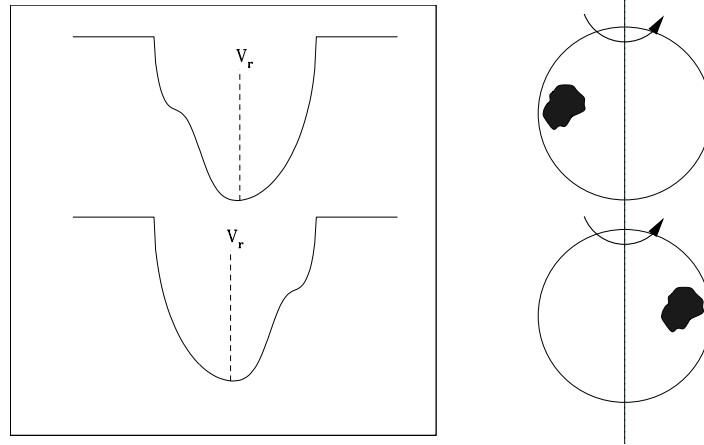


FIG. 3.5 – La présence d’une tache à la surface de l’étoile engendre une variation du profil des raies, ce qui entraîne un changement de la vitesse radiale mesurée.

Activité magnétique : taches

Une tache (froide i.e. dont la température est plus faible que son environnement) générée à la surface d’une étoile par l’activité magnétique diminue le flux dans le côté gauche (resp. droit) des raies si elle se trouve du côté qui se rapproche (resp. s’éloigne) de l’observateur (Fig 3.5). Ceci engendre une mesure de vitesse radiale plus petite (resp. grande) qu’en l’absence de tache (modification du barycentre des raies).

La CCF, reflétant le profil de l’ensemble des raies, est déformée de façon similaire. La variation du span des bissecteurs est alors reliée anti-linéairement avec les vitesses radiales mesurées (Queloz et al. 2001a). En fait, on obtient une forme de 8 très allongé en effectuant une modélisation, mais ce 8 se réduit en pratique à une droite compte tenu des incertitudes dans les cas réels. Ceci fournit un diagnostic de l’origine des variations de vitesse en terme d’activité. C’est le cas des deux exemples des figures 3.6 et 3.7, observés avec ELODIE : HD 25998 et HD 126660 : le span des bissecteurs de leurs CCFs est reliée anti-linéairement avec les vitesses radiales mesurées. Le spectre de ces deux étoiles contient d’ailleurs une raie en émission dans la raie du Ca K (Fig. 3.4), et HD 25998 est effectivement référencée comme étant une étoile active, avec $R'_{HK} \simeq -4,45$ (-4.44 d’après Radick et al. 1998, -4,47 d’après Gray et al. 2003). De plus, HD 25998 n’est pas une étoile pulsante (Handler et al. 2001 : table 4). Bien qu’ayant une amplitude moins grande, une raie en émission dans la raie du Ca K est aussi présente dans le spectre de HD 126660.

La figure 3.8 montre l’application des trois diagnostics développés (CCF, auto-CCF et courbe de χ^2) au cas d’une autre étoile active ($R'_{HK} = -4,41$, Gray et al. 2003), HD 138763 observée avec HARPS. On voit bien dans cet exemple les différences entre les bissecteurs obtenus à partir des différentes fonctions. Les auto-CCF montrent des déformations moins prononcées que les CCFs. Les courbes de χ^2 montrent des déformations encore moins grandes, reflétant peut-être une plus forte corrélation entre les points d’une courbe de χ^2 .

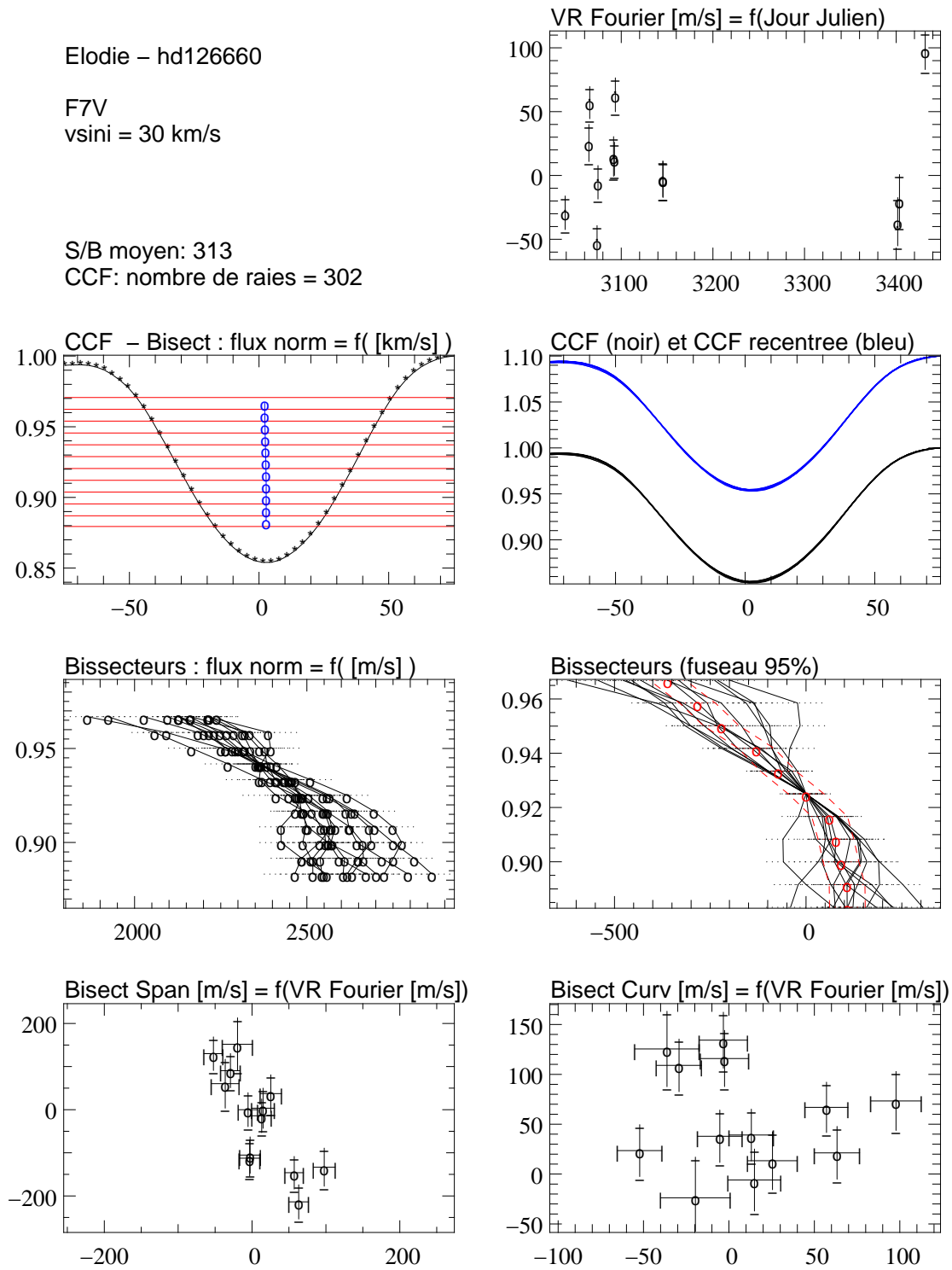


FIG. 3.6 – CCFs, bissecteurs, spans et courbures dans les cas de l'étoile active HD 126660.

Des mesures photométriques peuvent confirmer l'existence de taches : leurs variations sont alors en quadrature avec les variations de vitesse radiale (lorsque la tache est vue au centre de l'étoile, la diminution du flux est maximale tandis que l'effet sur la vitesse radiale est nul).

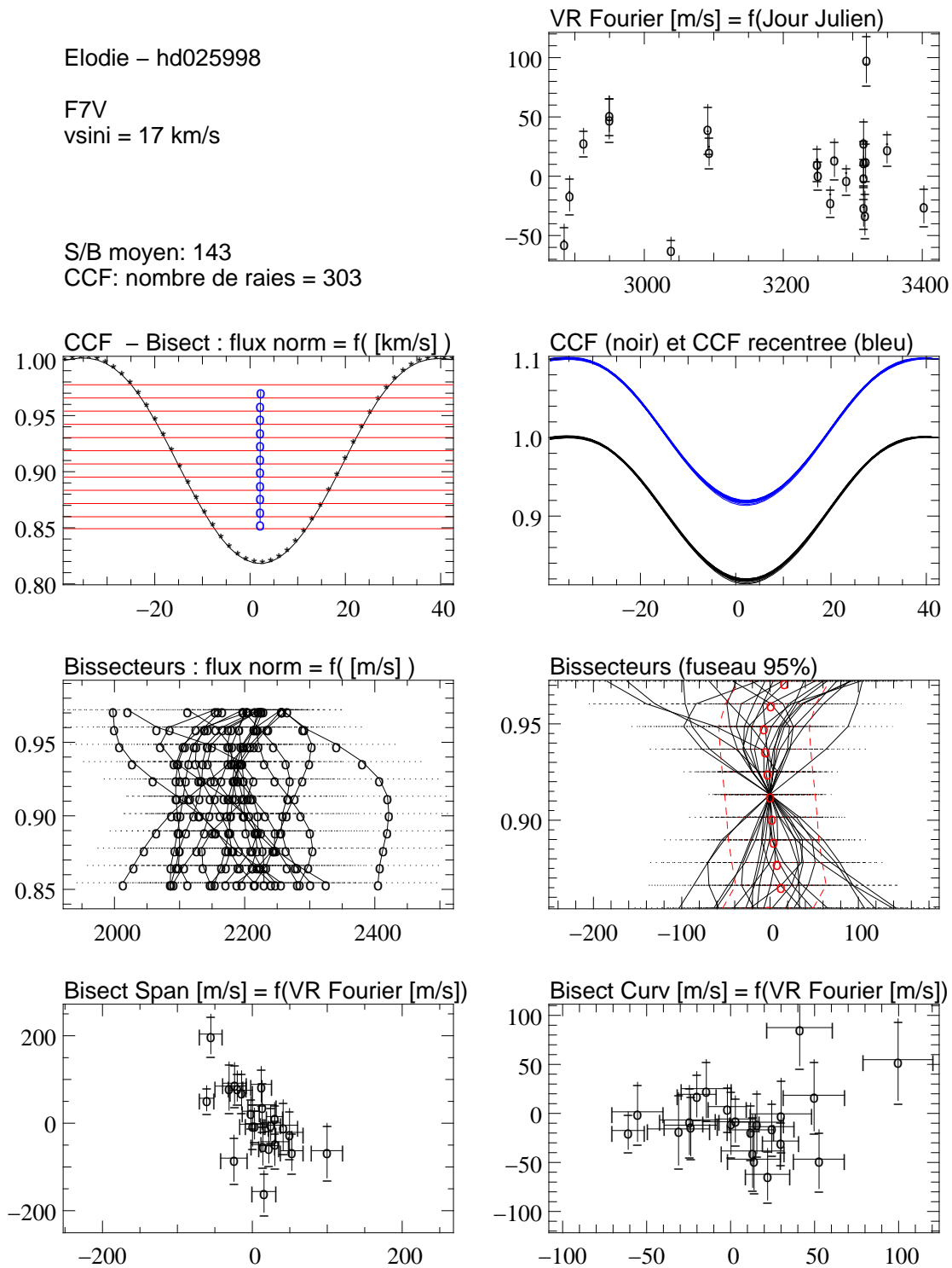


FIG. 3.7 – CCFs, bissecteurs, spans et courbures dans les cas de l'étoile active HD 25998.

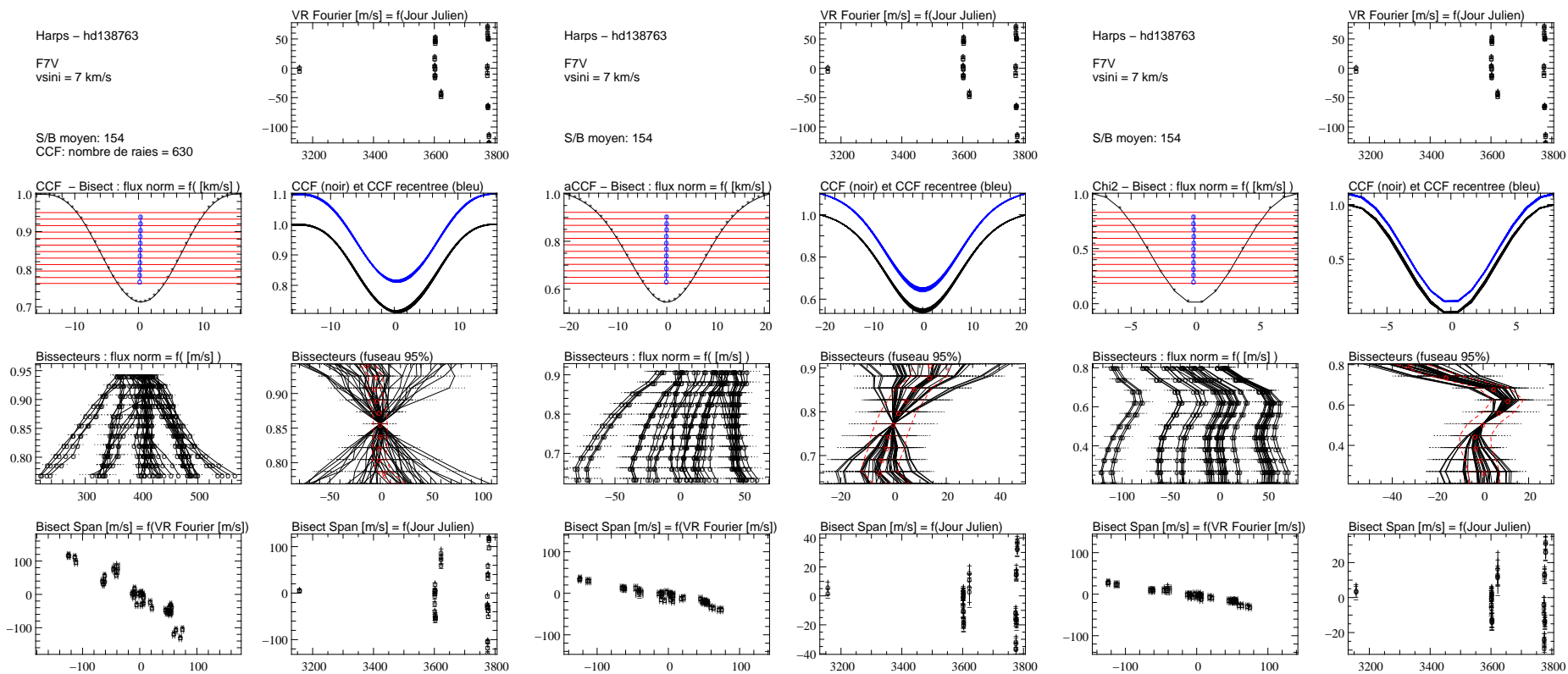


Fig. 3.8 – CCFs, fonctions d'auto-corrélation et courbe de χ^2 obtenues avec une étoile active.

3.2.3 Les pulsations

Une autre origine de la variation des vitesses radiales, intrinsèque à l'étoile considérée, peut être la présence de pulsations affectant la surface stellaire. Cette variation permet de sonder la structure interne des étoiles, mais est aussi une gêne pour la recherche de compagnons si l'amplitude de variation est supérieure aux incertitudes de mesure. Cette gêne peut se traduire par un bruit supplémentaire affectant les mesures, voire par une ambiguïté avec une origine planétaire dans le cas de pulsations d'amplitude et de période compatibles avec l'existence d'une planète. Nous allons voir les caractéristiques principales des pulsations pouvant exister, en particulier dans le cas des naines A et F qui nous intéressent ici.

Nature et origine des pulsations

Une étoile peut être vue comme une cavité acoustique, dans laquelle existent des ondes aux fréquences de résonance de cette cavité (modes propres), pour peu que des mécanismes aient pu engendrer ces ondes. Il en résulte alors des oscillations de la surface de l'étoile, encore appelées pulsations. Ces pulsations engendrent une variation de la vitesse radiale mesurée (moyenne des vitesses locales à la surface), avec une large gamme possible d'amplitudes et de fréquences, allant de quelques cm/s à plusieurs km/s, et de quelques minutes à quelques jours.

Ces oscillations peuvent être radiales (modes f), comme dans le cas des Céphéides et des RR Lyrae, étoiles évoluées appartenant à la bande d'instabilité ; il s'agit alors d'ondes de pression. Les oscillations peuvent aussi être non radiales (modes p et g). Dans le cas du mode p, il s'agit aussi d'ondes acoustiques, générées par des perturbations de pression ; elles subissent de multiples réflexions et peuvent exister dans les zones radiatives et convectives. Leur origine physique est le mécanisme κ : dans les régions où l'hydrogène ou l'hélium est ionisé, une compression engendre une augmentation de l'opacité (κ), d'où une plus grande rétention de la chaleur, servant à augmenter l'amplitude des oscillations (Schatzman & Praderie 1990). Dans le cas du mode g, il s'agit d'ondes de gravité, générées par des perturbations du champ gravitationnel ; subissant un amortissement important dans les zones convectives, elles peuvent exister seulement dans les zones radiatives. Leur origine physique est le blocage convectif (Guzik 2000, 2002) : le flux d'énergie émergent se trouve bloqué par la zone convective externe.

La bande d'instabilité coupe la séquence principale dans un domaine de B-V compris entre 0.2 et 0.4, ce qui correspond à un type spectral compris approximativement entre A6V et F2V. On observe des pulsations pour de nombreuses étoiles appartenant à ce domaine, et même en bordure de celui-ci. Ces étoiles sont classées en δ Scuti et γ Doradus.

Étoiles δ Scuti

Les étoiles classées comme étant de type δ Scuti (Breger et al. 2000, Rodriguez et al. 2000) subissent des pulsations non radiales, de mode p, d'ordre bas, avec comme mécanisme

d'excitation invoqué le mécanisme κ avec HeII. Ces pulsations sont de période inférieure à 6,5 h et peuvent être mono- ou multi-périodiques. L'amplitude des variations de vitesse radiale engendrées peut aller jusqu'à quelques km/s, celle des variations photométriques jusqu'à quelques milli-magnitudes. Les variations en vitesse radiale et en photométrie connaissent un déphasage de $\pi/2$ entre-elles. Les raies spectrales ont un profil en triangle et subissent des déformations marquées (la formation des raies dépend de la profondeur où se trouvent les éléments absorbants, et les différentes couches sont affectées différemment par les pulsations), en particulier celles de FeII (450 nm), TiII (451 nm), CaI (612 nm) et celles de Balmer. Certains modes de pulsation présentent une amplitude variable sur des échelles de temps de l'ordre du mois. La période varie elle sur une échelle de temps de l'ordre de quelques années. Plus de 600 étoiles ont été classées de type δ Scuti. Leur masse va de 1,5 à 2,2 M_{\odot} , soit un type spectral pouvant aller de A3V à F2V. La figure 3.9 montre la position des étoiles δ Scuti dans le diagramme H.R..

Étoiles γ Doradus

Les étoiles classées comme étant de type γ Doradus (Handler et al. 2002, Mathias et al. 2004) sont le siège de pulsations non radiales, de mode g, d'ordre élevé, avec comme mécanisme d'excitation invoqué le blocage convectif. La période de ces pulsations est supérieure à 6,5 heures, et peut aller jusqu'à 3 jours. L'amplitude des variations photométriques peut aller jusqu'à quelques 0.01 mag, celle des variations de vitesse radiale jusqu'à quelques km/s. Or, vu le rayon de l'étoile, on s'attend à ce que la période orbitale d'une planète soit supérieure à typiquement 1 jour. En cas de variation périodique des vitesses radiales avec une période comprise entre 1 et 3 jours, il y aurait donc une incertitude sur l'origine de ces variations : planète ou pulsations ? Des diagnostics de la présence de pulsations, autres que la variations des vitesses radiales, sont donc nécessaires. Ceci dit, ces pulsations sont souvent multi-périodiques (Kaye 1999a). Par ailleurs, les raies spectrales subissent des déformations marquées, en particulier celles de FeII (450 nm) et de TiII (451 nm). Enfin, la fréquence dominante n'est pas forcément la même pour les variations photométriques et en vitesses radiales, et la fréquence dominante peut changer au cours du temps. L'amplitude des variations varie sur des échelles de temps de l'ordre de quelques années. Le déphasage entre les variations en vitesse radiale et en photométrie est quasiment nul. Plus de 60 étoiles ont été classées de type γ Doradus. Leur masse va de 1,2 à 1,9 M_{\odot} , soit un type spectral pouvant aller de A6V à F5V (voire plus tardif) ; la plupart ont cependant un type spectral compris entre F0V et F2V. La figure 3.9 montre la position des étoiles γ Dor dans le diagramme H.R..

Il pourrait exister une hybridation entre les γ Doradus, les δ Scuti et les étoiles de type λ Bootis, qui sont des étoiles A appartenant aussi à la bande d'instabilité, subissant des pulsations multi-périodiques avec une échelle de temps correspondant à celle des δ Scuti, mais pauvres en métaux sauf C,N,O,S (Pauzen et al. 1997).

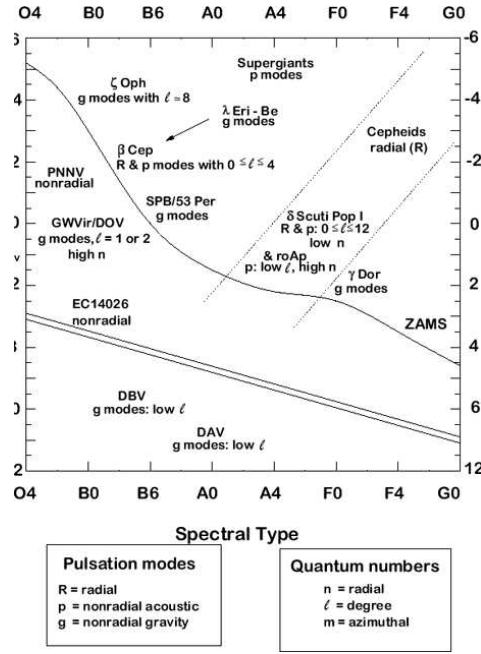


FIG. 3.9 – Position des δ Scuti et γ Dor dans le diagramme H.R., ainsi que d'autres types d'étoiles variables (www.univie.ac.at/tops/dsn/texts).

Modélisation des pulsations

On peut modéliser l'effet des pulsations sur les raies du spectre de l'étoile, et donc sur le bissecteur des CCFs (e.g. Hatzes 1996). Ainsi, dans le cas de pulsations non radiales que peuvent subir les naines A-F, les composantes de la vitesse d'un élément de la surface de l'étoile s'écrit, en coordonnées sphériques :

$$V_r = V_p P_l^m(\cos \theta) e^{im\phi}$$

$$V_\theta = k V_p \frac{d}{d\theta} P_l^m(\cos \theta) e^{im\phi}$$

$$V_\phi = k V_p \frac{P_l^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \frac{d}{d\phi} e^{im\phi}$$

où V_p est l'amplitude de variation, P_l^m sont les polynômes de Legendre et k est une constante de proportionnalité, pouvant valoir 0,15 pour les oscillations de mode p (cas des δ Scuti) et 1,2 pour les oscillations de mode g (cas des γ Dor). Les cas où $l = \pm m$ produisent les plus grandes vitesses radiales. La figure 3.10 montre la forme du bissecteur résultant de pulsations de mode p, avec $m=2,4,6$.

Comment s'affranchir des pulsations ?

Une façon de s'affranchir de l'effet de ces pulsations peut consister à acquérir un grand nombre de mesures et à les moyennner sur une échelle de temps caractéristique de ces variations, mais le prix à payer en terme de temps de télescope est cher ! Pour les étoiles de type G et

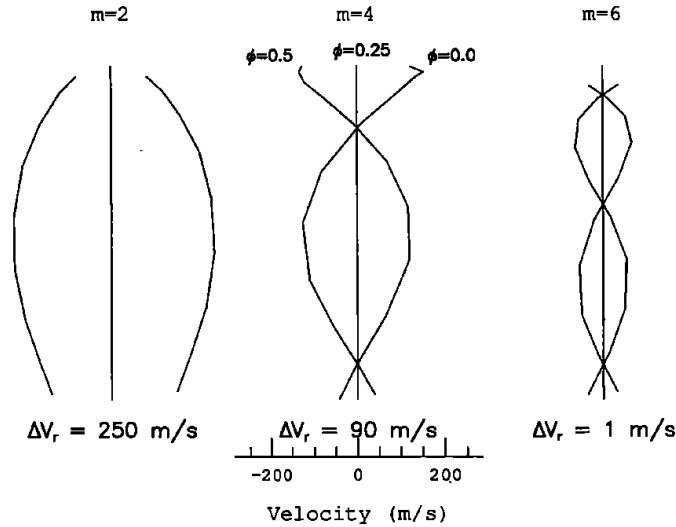


FIG. 3.10 – Profil du bissecteur résultant de la modélisation de pulsations de mode p , avec $m=2,4,6$ ainsi que l’amplitude des variations de vitesse radiale résultante (Hatzes 1996).

K , les vitesses radiales oscillent avec des périodes de l’ordre de la minute à la demi-heure, et des amplitudes variant de quelques dizaines de cm s^{-1} à quelques m s^{-1} ; la stratégie de la moyenne sur un grand nombre de points a ainsi pu être appliquée, et avec succès, comme dans le cas de la découverte d’une planète de $14 M_{\oplus}$ autour de μ Arae (Santos et al. 2004). Pour les étoiles A et F, les gammes d’amplitudes et de périodes sont beaucoup plus larges; il faudrait ainsi moyenner sur des périodes allant jusqu’à plusieurs heures voire jours dans le cas de certaines étoiles de type γ Dor!

Diagnostics de la présence de pulsations

Pour les naines A-F de l’échantillon considéré ici (défini au Chapitre 1), nous nous contenterons donc, comme première approche, de diagnostiquer l’existence de pulsations. Dans les deux cas d’étoiles pulsantes nous intéressant ici, δ Scuti et γ Dor, on constate une variation marquée du profil des raies et une variation de vitesse radiale en résultant pouvant aller jusqu’à plusieurs km/s .

Une façon de procéder pour identifier la présence de pulsations est de mesurer les vitesses radiales sur des échelles de temps de quelques minutes à quelques heures, car si des variations sont détectées, alors leur origine sera nécessairement l’existence de pulsations (il n’existe pas de planète avec une période orbitale si courte vu le rayon stellaire). Cette approche a été adoptée avec HARPS, en prenant 3 mesures de vitesse séparées de quelques heures, une fois pour chacune des étoiles, mais cette approche coûte cher en terme d’utilisation de temps de télescope.

Pour cette raison, et aussi car dans le cas de variations se produisant sur une échelle de temps de quelques jours, il peut y avoir une ambiguïté avec une origine planétaire, d’autres

diagnostics de la présence de pulsations sont nécessaires. Par exemple, on peut essayer de repérer les déformations de fonctions images des raies spectrales, telles que la CCF, l'auto-CCF ou la courbe de χ^2 , *via* l'évolution du bissecteur, de son span et de sa courbure.

Un premier outil est la CCF, image de la moyenne des raies du spectre : des variations du profil des raies se traduiront donc par des variations de la CCF. Si le span et/ou la courbure du bissecteur de ces CCFs varient avec une amplitude similaire ou supérieure à celle des vitesses radiales mesurées, alors les variations de vitesse sont complètement expliquées par la déformation des raies spectrales. Si le span est corrélé anti-linéairement avec les vitesses, l'interprétation la plus probable de cette déformation est la présence de taches à la surface de l'étoile ; cette interprétation est renforcée si l'échelle de temps des variations est la même que celle de la vitesse de rotation de l'étoile, de l'ordre du jour. Sinon, reste en lice l'existence de pulsations. Il faut noter qu'il peut exister une ambiguïté entre ces deux interprétations ; une étude photométrique pourrait alors apporter des renseignements supplémentaires.

Dans le cas de HD 37594 (Fig. 3.11), étoile de type spectral A8V et de $v \sin i = 15$ km/s, observée avec ELODIE, des variations de vitesse radiale sont mesurées avec une amplitude de ± 400 m/s (l'échelle de temps de quelques heures n'est pas explorée avec ELODIE). Les bissecteurs sont très significativement variables, l'amplitude de variation du span est du même ordre de grandeur que ces variations de vitesse radiale et le span n'est pas corrélé anti-linéairement avec les vitesses, il s'agit donc bien vraisemblablement de pulsations, comme déjà suspecté au vu de l'abondance en métaux de cette étoile (Bikmaev et al. 2002).

Dans le cas de HD 103928 (Fig. 3.12), étoile de type spectral A9V et de $v \sin i = 83$ km/s, observée également avec ELODIE, les variations de vitesse observées atteignent une amplitude de plus de 1000 m/s crête à crête. A nouveau, les bissecteurs sont très significativement variables, et le span varie même sur une plage beaucoup plus grande que la plage de variation des vitesses radiales (ceci peut s'expliquer par des déformations des raies se compensant pour la vitesse mesurée). Le phénomène à l'origine de ces variations de vitesse radiale est donc là encore la présence probable de pulsations affectant la surface de cette étoile, ce qui est conforté par la mesure de variations photométriques avec une amplitude de 0,007 mag et une fréquence de $1,4 \text{ jour}^{-1}$ soit une période de 17 h (Koen & Eyer 2002) : cette étoile serait donc de type γ Dor.

Dans le cas de HD 223011 (Fig. 3.13), étoile de type spectral A7V et de $v \sin i = 32$ km/s, observée avec HARPS, des variations de vitesse radiale sont mesurées avec une amplitude de ± 150 m/s, et avec une échelle de temps de variation de quelques heures, ce qui montre déjà que ces variations sont d'origine intrinsèque ; de plus, les bissecteurs sont là encore très significativement variables, et on perçoit même des variations directement sur les CCFs. L'amplitude de variation du span est aussi du même ordre de grandeur que ces variations de vitesse radiale. La figure 3.13 montre l'application des autres diagnostics développés (auto-CCF et courbe de χ^2) au cas de cette étoile pulsante. Sur cet exemple, ces fonctions semblent beaucoup trop peu affectées par la variation du profil des raies que l'on constate avec les CCFs, ce qui montre que ce diagnostic est encore à développer.

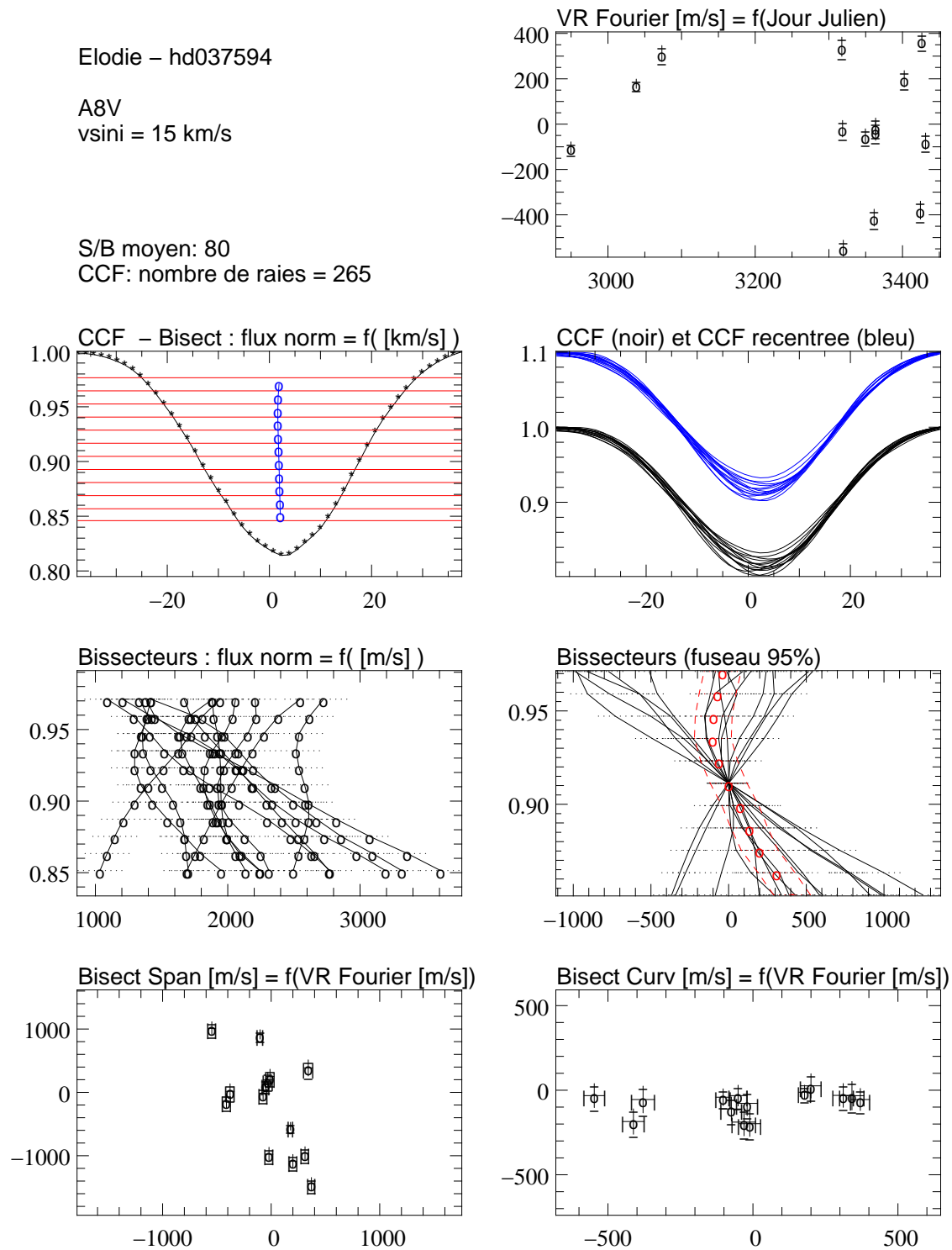


FIG. 3.11 – CCFs, bissecteurs, spans et courbures dans le cas de l'étoile pulsante HD 37594.

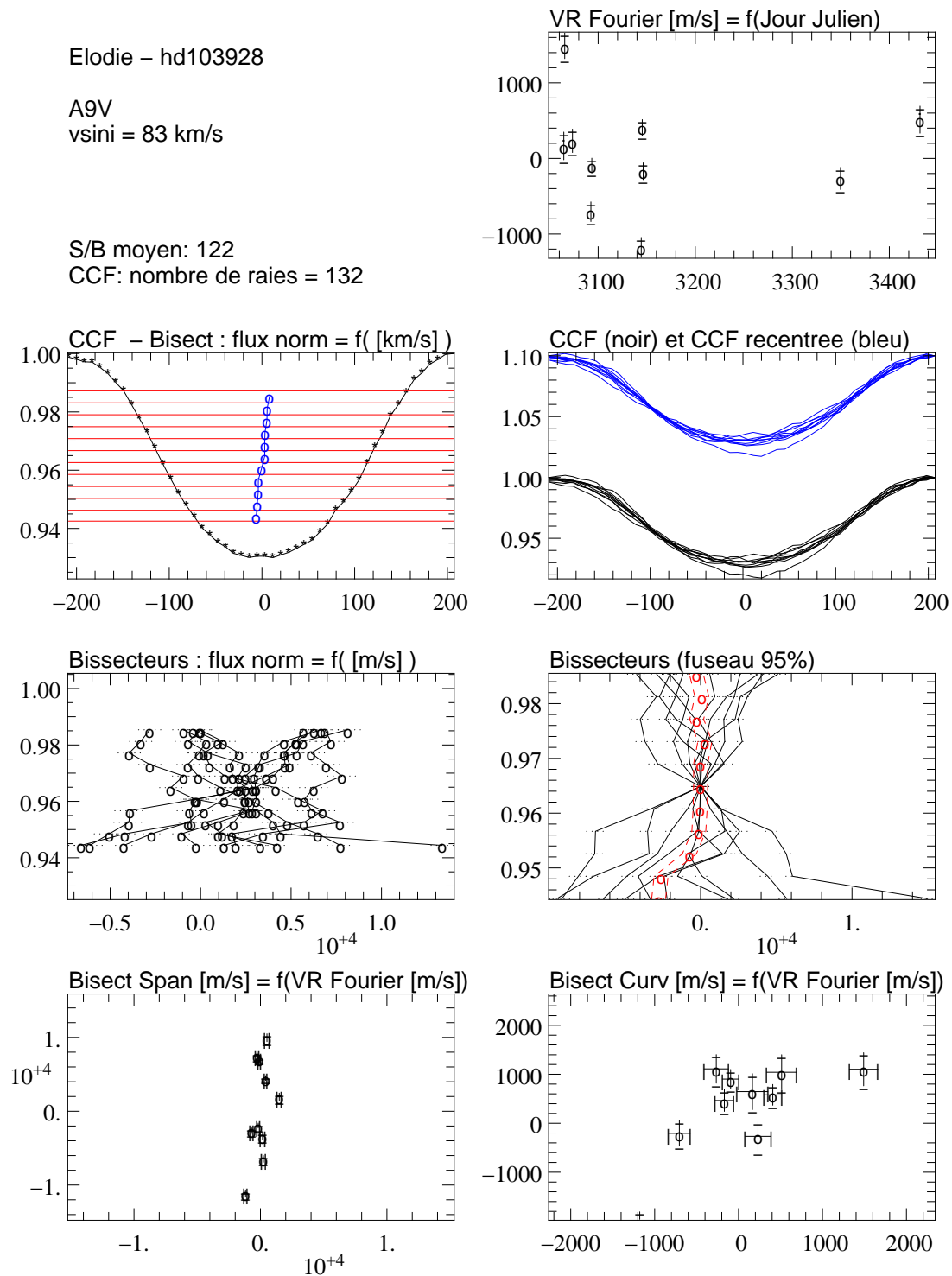


FIG. 3.12 – CCFs, bissecteurs, spans et courbures dans le cas de l'étoile pulsante HD 103928.

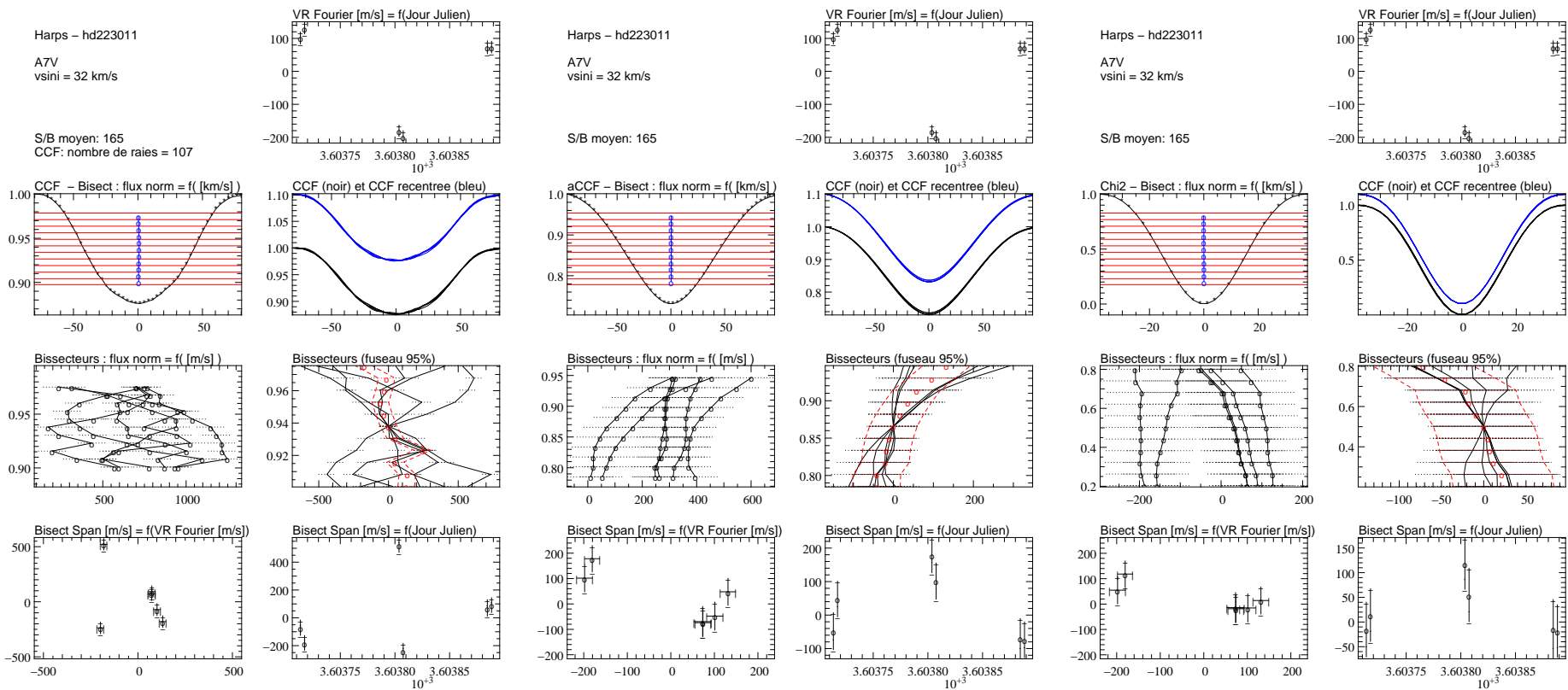


Fig. 3.13 – CCFs, fonctions d'auto-corrélation et courbe de χ^2 obtenues avec une étoile pulsante.

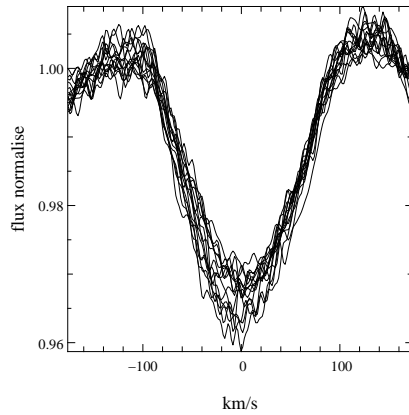


FIG. 3.14 – CCFs pour une étoile candidate binaire spectroscopique, HD 12216.

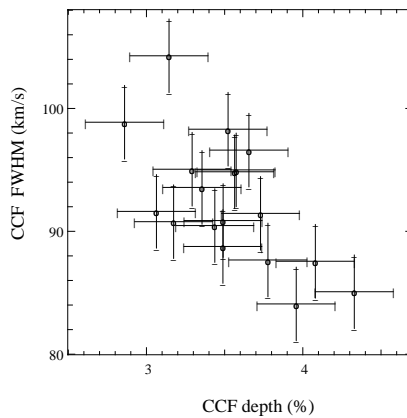


FIG. 3.15 – Variation entre largeur à mi-hauteur et profondeur de la CCF dans le cas de HD 12216.

3.3 Binaires spectroscopiques

Les binaires spectroscopiques sont des étoiles doubles dont le mouvement orbital est mis en évidence par la variation des vitesses radiales, calculées à partir du spectre mesuré sur lequel se superposent les spectres des deux étoiles. Le masque numérique utilisé pour la corrélation étant construit ici à partir du spectre de référence, on ne peut utiliser les CCFs pour les identifier. Mais il existe d'autres diagnostics. Si les deux systèmes de raies restent confondus, alors la largeur à mi-hauteur de la CCF varie anti-linéairement avec la profondeur du pic de corrélation. Par ailleurs, le span varie linéairement avec les vitesses radiales.

HD 12216, observée avec ELODIE et montrant de fortes variations de vitesse radiale, pourrait ainsi être une binaire spectroscopique, vue la variation anti-linéaire entre largeur à mi-hauteur et profondeur de la CCF (Fig. 3.14, droite). La figure 3.16 (droite) montre les CCFs, auto-CCFs et courbes de χ^2 obtenues pour cette étoile. HD 12216 étant une étoile de type spectral précoce (A2V) avec une vitesse de rotation approchant la centaine de km/s ($v \sin i = 85$ km/s), les CCFs sont très bruitées (Fig. 3.14).

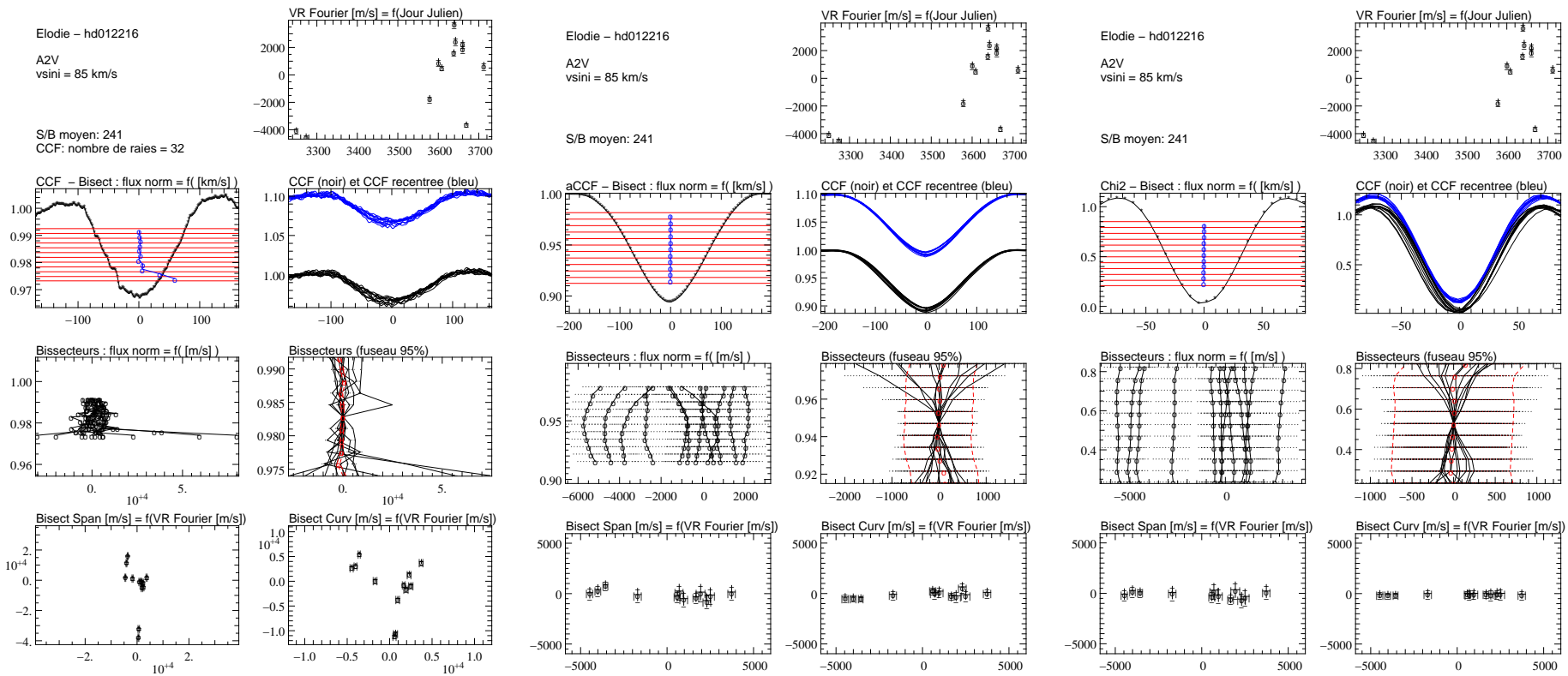


FIG. 3.16 – CCFs, fonctions d'auto-corrélation et courbe de χ^2 obtenues avec une étoile binaire spectroscopique.

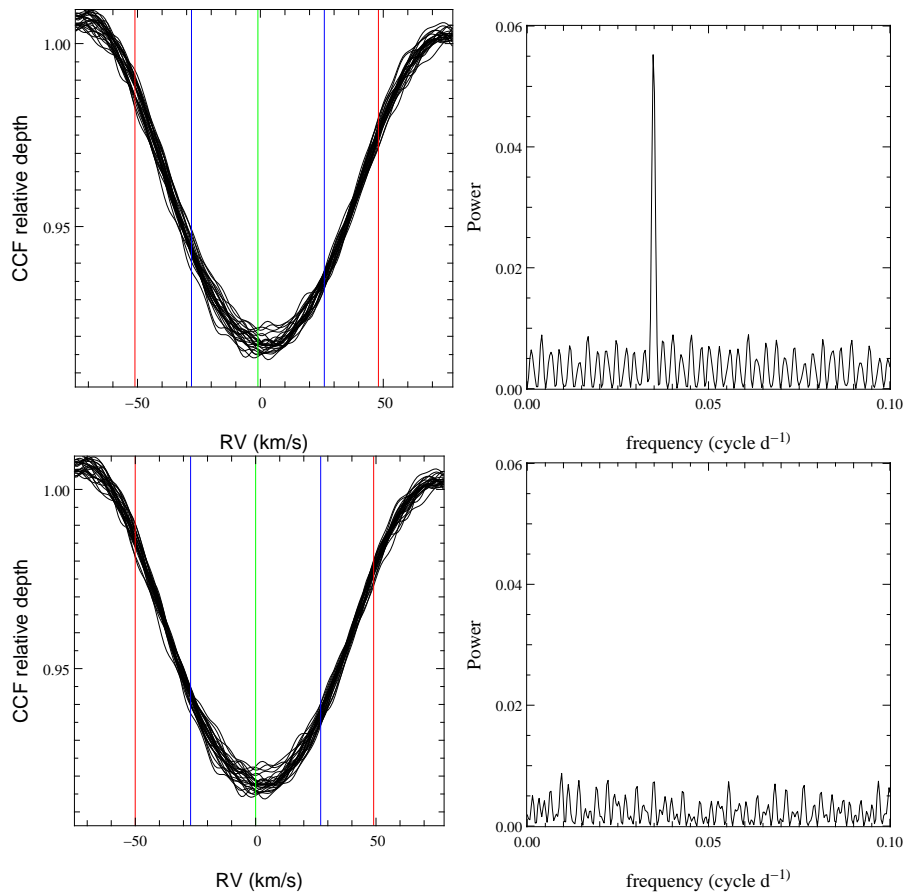


FIG. 3.17 – CCFs (gauche) et périodogramme (droite) somme des périodogrammes aux différentes abscisses des CCFs avant (haut) et après (bas) recentrage des CCFs d'un ajustement Képlérien aux vitesses radiales : le pic disparaît du périodogramme, ce qui montre que les CCFs étaient bien décalées, et que l'ajustement Képlérien des vitesses radiales utilisé pour recentrer les CCFs est correct.

3.4 Démêlement entre compagnon et phénomène intrinsèque

Il existe des cas où des variations de vitesse radiale induites par la présence d'un compagnon se superposent à des variations d'origine intrinsèque. Comment démêler ces variations ? En caractérisant l'une des deux, *via* par exemple des échelles de temps différentes, puis en en déduisant l'autre. Une façon de procéder consiste à considérer des fonctions images des raies spectrales, telles que les CCFs, auto-CCFs ou courbes de χ^2 : en cas de variations d'origine Képlérienne, elles sont décalées les unes par rapport aux autres. En cas d'origine intrinsèque, elles sont déformées (et éventuellement décalées) les unes par rapport aux autres.

Considérons donc des fonctions images des raies spectrales, telles que les CCFs pour fixer les idées, de différentes époques : le périodogramme de la valeur de ces CCFs pour un point d'abscisse donnée peut faire apparaître une périodicité dans d'éventuelles variations des CCFs (décalage et/ou déformation). Dans le cas d'un décalage périodique des CCFs, le périodogramme de chaque point d'abscisse donnée fera ressortir la période de ce décalage. En effectuant la somme des périodogrammes correspondant aux différentes abscisses, le pic correspon-

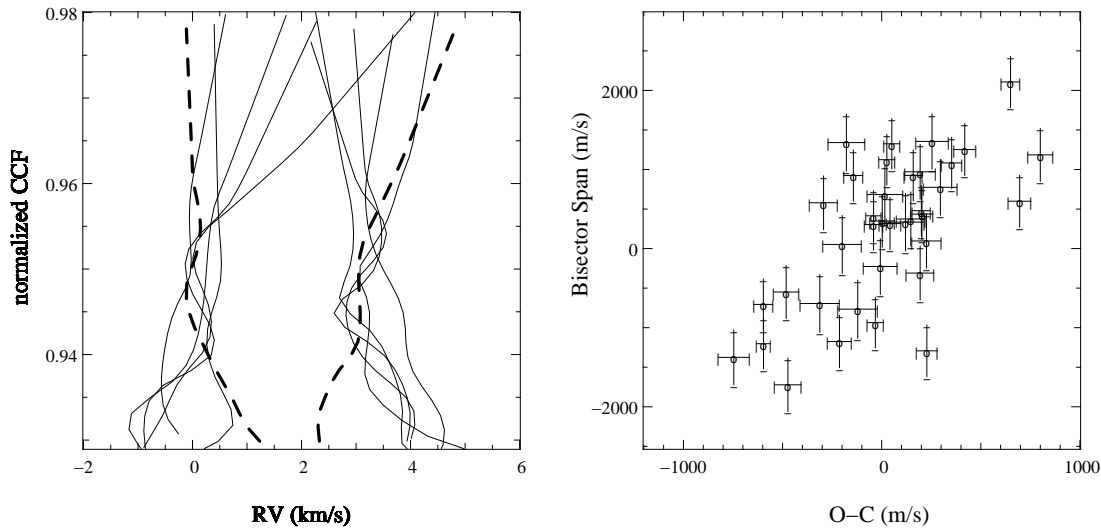


FIG. 3.18 – Gauche : bissecteurs des CCFs de HD 180777 donnant les plus grandes valeurs des résidus à un ajustant Képlérien des vitesses radiales, et regroupés par paquets (donnant les valeurs les plus positives et négatives des résidus) ; les lignes en pointillés correspondent à la médiane du paquet dual. Droite : spans de ces bissecteurs ; ils sont reliés à la valeur des résidus.

dant à cette période ressortira d'autant mieux. A ce stade, on obtiendrait le même résultat en cas de déformations périodiques affectant l'ensemble de la CCF. Mais si les CCFs sont décalées et si on les recentre de la valeur dont elles sont décalées, alors le pic correspondant à la période en question doit disparaître dans le périodogramme : ce sera donc le cas si les CCFs sont effectivement décalées, et si l'ajustement Képlérien des vitesses radiales utilisé pour recentrer les CCFs est correct. Si les CCFs ne sont pas décalées, ou si l'ajustement Képlérien n'est pas correct, alors au contraire un pic apparaît ou est amplifié à la période de l'ajustement utilisé.

Cette méthode a permis de distinguer la présence d'une naine brune et de pulsations pour HD 180777, une étoile de type spectral A9V et de $v \sin i = 50$ km/s, dans le cas où l'amplitude de variation des vitesses radiales due à l'existence d'un compagnon est significativement supérieure à l'amplitude de variation due à la présence de pulsations. La figure 4.10, dans le Chapitre 4, montre un ajustement Képlérien aux mesures de vitesse radiale. Les spectres sont bien décalés des vitesses radiales correspondant à cet ajustement Képlérien : le pic qui apparaît sur le périodogramme des CCFs (qui sont bruitées mais à un niveau permettant encore une analyse), disparaît après recentrage des CCFs de ces valeurs de vitesse (Fig. 3.17). La masse correspondante du compagnon est de $25 M_{\text{Jup}}$, il s'agit donc d'une naine brune. La dispersion des résidus de l'ajustement est bien supérieure aux incertitudes de mesure ; voyons leur interprétation.

Les bissecteurs des CCFs de HD 180777 montrent des variations (Fig 3.18). Le span de ces bissecteurs semble varier linéairement avec les résidus de l'ajustement Képlérien, avec une plage de variation du même ordre de grandeur : la déformation des spectres explique donc

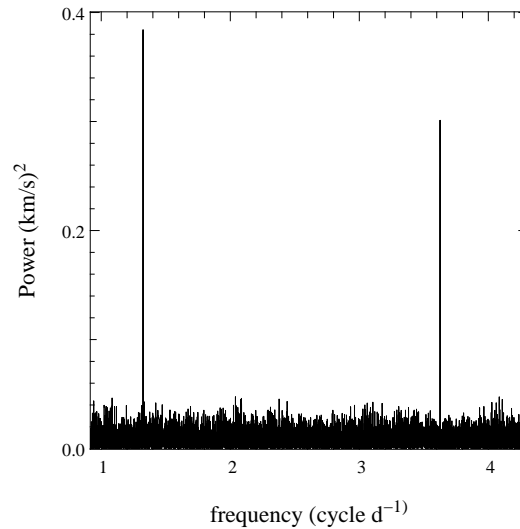


FIG. 3.19 – Périodogramme des vitesses radiales de HD 180777 : des pics apparaissent à haute fréquence (période de quelques heures).

que l'on n'obtienne pas une dispersion des résidus de l'ordre des incertitudes de mesure. De plus, le périodogramme des vitesses radiales (Fig. 3.19) montre des pics à haute fréquence : $1,324 \pm 0,001 \text{ jour}^{-1}$ et $3,626 \pm 0,001 \text{ jour}^{-1}$ (périodes de 6,6 h et 18,1 h). L'interprétation de l'existence de déformation des spectres est ainsi la présence de pulsations affectant la surface stellaire. Comme l'échelle de temps des variations est supérieure à 6,5 h, HD 180777 serait une étoile pulsante de type γ Dor.

Ce résultat a fait l'objet d'une publication dans A&A (voir l'article IV, Galland et al. 2006b, en fin de chapitre).

La figure 3.20 montre les CCFs, auto-CCFs et courbes de χ^2 obtenues dans le cas de cette étoile pulsante hébergeant une naine brune. L'amplitude de variation des spans pour les auto-CCFs est sensiblement inférieure à celle correspondant aux CCFs, mais pourrait encore servir pour ce type d'étude. Pour les courbes de χ^2 , ces variations sont nulles (on retrouve le fait que les points des courbes de χ^2 semblent très corrélés entre eux) ; ces courbes ne conviennent donc pas ici.

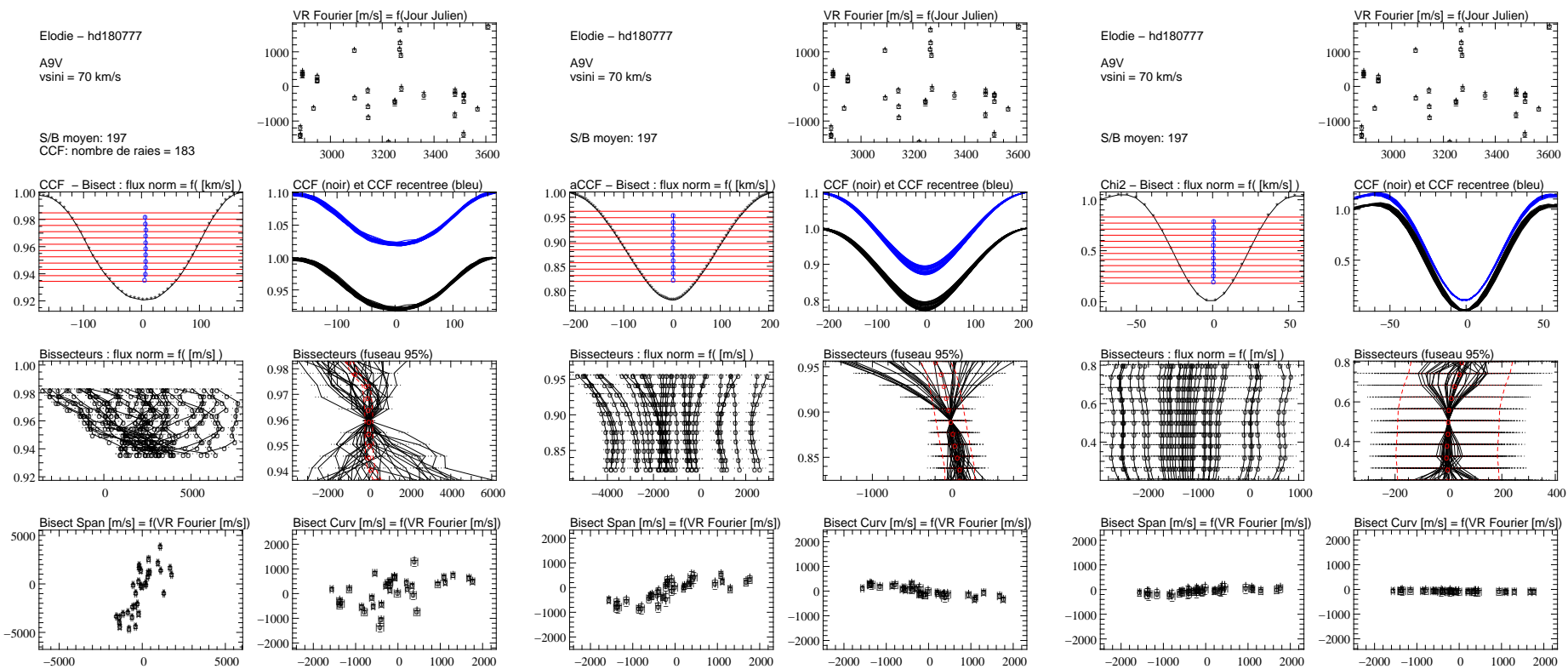


FIG. 3.20 – CCFs, fonctions d'auto-corrélation et courbe de χ^2 obtenues avec une étoile pulsante hébergeant une naine brune.

Publication IV.

A candidate brown dwarf around the
A9V pulsating star HD 180777.

Extrasolar planets and brown dwarfs around A-F type stars [★]

IV. A candidate brown dwarf around the A9V pulsating star HD 180777.

F. Galland^{1,2}, A.-M. Lagrange¹, S. Udry², J.-L. Beuzit¹, F. Pepe², and M. Mayor²

¹ Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, BP 53, 38041 Grenoble, France

² Observatoire de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

Received August 22, 2005 / Accepted February 06, 2006

Abstract.

We present here the detection of a brown dwarf orbiting the A9V star HD 180777. The radial velocity measurements, obtained with the ELODIE echelle spectrograph at the Haute-Provence Observatory, show a main variation with a period of 28.4 days. Assuming a primary mass of $1.7 M_{\odot}$, the best Keplerian fit to the data leads to a minimum mass of $25 M_{\text{Jup}}$ for the companion (the true mass could be significantly higher). We also show that, after subtraction of the Keplerian solution from the radial velocity measurements, the residual radial velocities are related to phenomena intrinsic to the star, namely pulsations with typical periods of γ Dor stars. These results show that in some cases, it is possible to disentangle radial velocity variations due to a low mass companion from variations intrinsic to the observed star.

Key words. techniques: radial velocities - stars: early-type - stars: brown dwarfs - stars: variable - stars: individual: HD 180777

1. Introduction

Radial velocity surveys have led to the detection of more than 160 planets during the past decade ¹. We are performing a radial velocity survey dedicated to the search for extrasolar planets and brown dwarfs around a volume-limited sample of more massive stars than currently done, namely A-F main-sequence stars (i) with the ELODIE fiber-fed echelle spectrograph (Baranne et al. 1996) mounted on the 1.93-m telescope at the Observatoire de Haute-Provence (CNRS, France) in the northern hemisphere, and (ii) with the HARPS spectrograph (Pepe et al. 2002) installed on the 3.6-m ESO telescope at La Silla Observatory (ESO, Chile) in the southern hemisphere. Finding planets and brown dwarfs around massive stars is important, as this will allow us to test planetary formation and evolution processes around a wider variety of objects.

As A-F main-sequence stars exhibit a small number of stellar lines, usually broadened and blended by stellar rotation, we developed a new radial velocity method that is described in Galland et al., 2005a (Paper I), together with the detection limits we achieved and the estimates of the minimum detectable masses. The first results of the survey are (i) discovering with

ELODIE a planet around an F6V star (Galland et al., 2005b, Paper II), and (ii) finding the limits to the presence of an inner giant planet around β Pictoris, with HARPS and CORALIE (Galland et al., 2006a, Paper III); in this last case, the observed radial velocity variations are attributed to δ Scuti type pulsations.

We present here the detection of a brown dwarf around one of the objects surveyed with ELODIE, HD 180777. Section 2 provides the stellar properties of this star. Section 3 explains the measurement of the radial velocities, and the Keplerian solution associated to the main radial velocity variations is derived in Sect. 4. In Sect. 5, we rule out other possible origins of these main radial velocity variations. The large radial velocity residuals around the orbital solution are interpreted in terms of pulsations in Sect. 6.

2. Stellar properties

HD 180777 (HIP 94083, HR 7312) is located at 27.3 pc from the Sun (ESA 1997). Its projected rotational velocity, calculated using auto-correlation, is $v \sin i = 50 \text{ km s}^{-1}$; if the true rotational velocity of this star meets the mean rotational velocity of A9V type stars, namely 125 km s^{-1} (Gray 2005), the value of $\sin i$ would be 0.4. The effective temperature $T_{\text{eff}} = 7250 \text{ K}$ and the surface gravity $\log g = 4.34$ are taken from King et al. (2003). The stellar properties are summarized in Table 1. Note that the MK spectral type of HD 180777 varies from A9V to F2V depending on the au-

Send offprint requests to: F. Galland,

e-mail: Franck.Galland@obs.ujf-grenoble.fr

^{*} Based on observations made with the ELODIE spectrograph at the Observatoire de Haute-Provence (CNRS, France).

¹ A comprehensive list of known exoplanets is available at <http://www.obspm.fr/encycl/cat1.html>

Table 1. HD 180777 stellar properties. Photometric and astrometric data are extracted from the HIPPARCOS catalogue (ESA 1997). Spectroscopic data are from King et al. (2003).

Parameter	HD 180777	
Spectral Type	A9V	
$v \sin i$	[km s^{-1}]	50
V	5.11	
B-V	0.308	
π	[mas]	36.6
Distance	[pc]	27.3
M_V	2.93	
T_{eff}	[K]	7250
$\log g$	4.34	
M_1	[M_{\odot}]	1.7

thors; yet, the spectral type A9V is more frequent (see e.g. the HIPPARCOS catalogue, ESA 1997, or the Bright Star Catalogue, Hoffleit et al. 1991). Given this spectral type, we deduce a stellar mass of $1.7 \pm 0.1 M_{\odot}$.

HD 180777 belongs to the range of B-V where the instability strip intersects with the main sequence. This region contains the pulsating δ Scuti (Handler et al. 2002, Breger et al. 2000) and γ Dor stars (Mathias et al. 2004), with respective stellar mass ranges of $[1.5, 2.2] M_{\odot}$ and $[1.2, 1.9] M_{\odot}$. With a mass of $\approx 1.7 M_{\odot}$, HD 180777 could then belong to one or the other class of pulsating stars. We show in Sect. 6 that HD 180777 actually undergoes pulsations with frequencies associated to the γ Dor stars.

3. Radial velocity measurements

By July 2005, 45 spectra of HD 180777 were acquired with ELODIE, over 690 days. The wavelength range of the spectra is 3850-6800 Å. Six spectra obtained under bad weather conditions (with an absorption larger than 2 mag) were discarded. The typical exposure time was 15 min, leading to an S/N equal to ~ 190 . The exposures were performed without the simultaneous-thorium mode usually used to follow and correct for the local astroclimatic drift of the instrument; a wavelength calibration was performed each hour, however, which is largely sufficient to correct for the drift in the case of ELODIE and when the radial-velocity photon-noise uncertainties are larger than a few dozens m s^{-1} . In this way, the spectra obtained are not polluted by the stronger Thorium lines spread on the CCD, a mandatory requirement for our method with A-F spectral type stars (see Paper I).

For each spectrum, we selected 34 spectral orders with high contrast, covering a wavelength range of 4100-5700 Å and avoiding orders containing calcium and hydrogen lines or contaminated by telluric absorption lines. Assuming that the spectra are translated (stretching in the wavelength space) from one to the other, the radial velocities were measured using the method described in Chelli (2000) and Paper I. They are displayed in Fig. 1 (top). The uncertainty of 64 m s^{-1} on average is consistent with the value of 70 m s^{-1} obtained from simulations in Paper I by applying the relation between the radial velocity

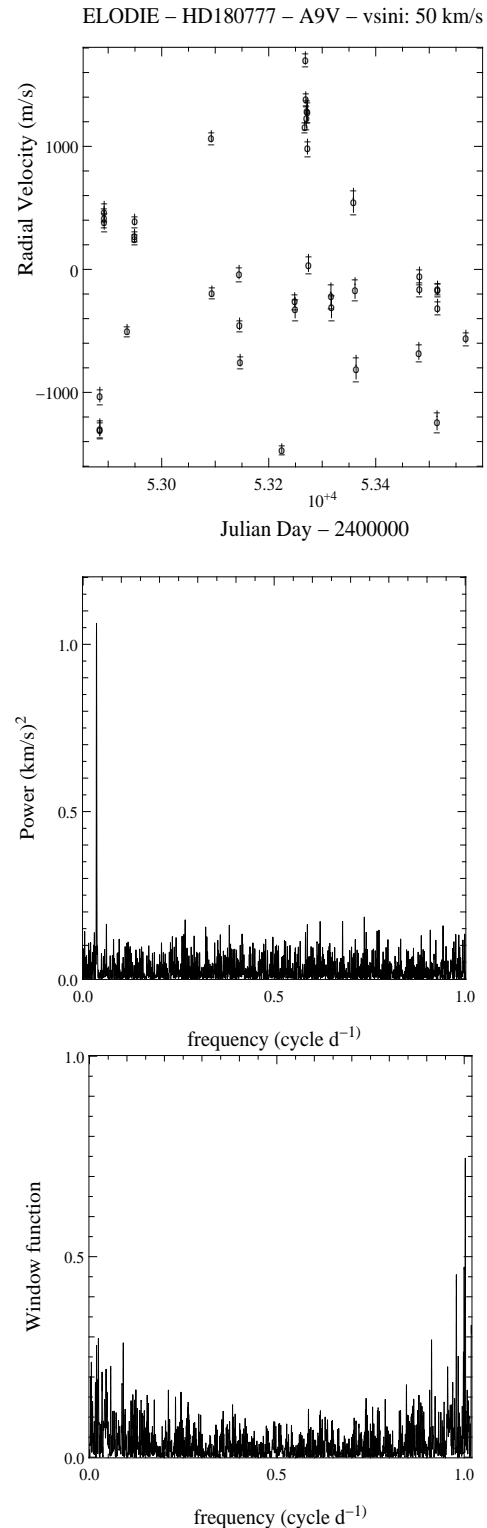


Fig. 1. Radial velocities of HD 180777 obtained with ELODIE (top), the associated periodogram (center) and the window function (bottom).

uncertainties and $v \sin i$ to HD 180777, with S/N values equal to 190. The observed radial velocities are found to be variable with a much larger amplitude than the uncertainties.

The periodogram of the radial velocities is displayed in Fig. 1 (center). We used the CLEAN algorithm

Table 2. ELODIE best orbital solution for HD 180777.

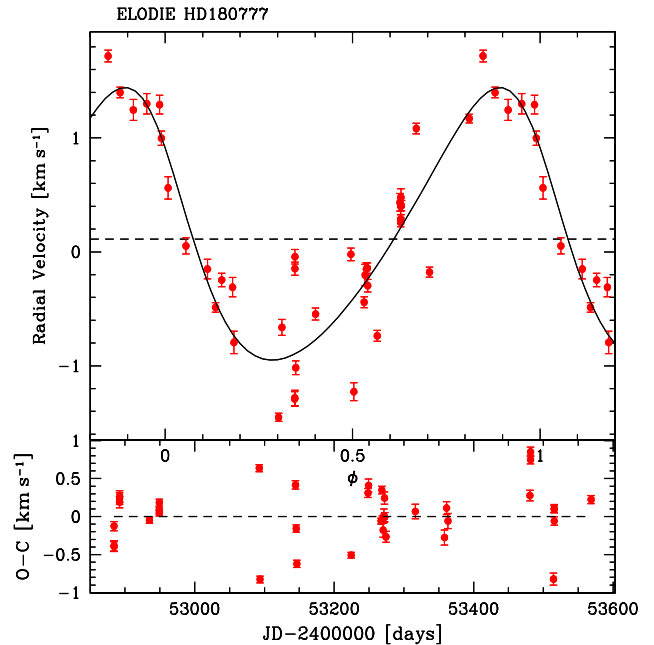
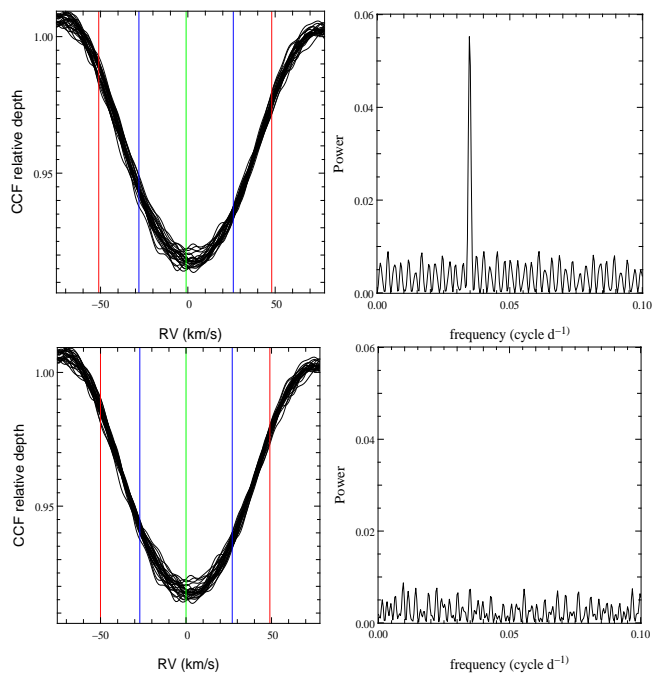
Parameter		HD 180777
P	[days]	28.44 ± 0.01
T	[JD-2400000]	53244.3 ± 0.3
e		0.20 ± 0.01
γ	[km s^{-1}]	0.11 ± 0.01
ω	[deg]	56 ± 4
K	[km s^{-1}]	1.20 ± 0.02
N_{meas}		39
$\sigma(O - C)$	[km s^{-1}]	0.394
$a_1 \sin i$	[10^{-3} AU]	3.1
f(m)	[$10^{-6} M_{\odot}$]	4.7
M_1	[M_{\odot}]	1.7
$m_2 \sin i$	[M_{Jup}]	25
a	[AU]	0.22

(Roberts et al 1987) in order to remove the aliases linked with the temporal sampling of the data (this algorithm iteratively deconvolves the window function from the initial “dirty” spectrum). We used only one iteration here, with a gain loop value of one. A clear peak appears at a period of 28.4 days. It is not a sampling effect, given the window function (Fig. 1, bottom). Figure 2 shows the radial velocities phased with this period. It is consistent with this periodicity in the radial velocity variations. In addition, we calculated the false-alarm probability of this signal. To do so, we performed a Fisher randomization test (Linnell Nemec & Nemec 1985): the radial velocities are shuffled randomly with the same time-series as observations, then the periodogram is calculated; this is repeated many times (50 000 here), and the number of periodograms containing a power higher than the one for the 28.4 days signal in the measured radial velocities is stored. The false-alarm probability found this way is lower than 2.10^{-5} , confirming the significance of this 28.4 days signal.

4. A brown dwarf around HD 180777

4.1. Main variation: orbital parameters

We fit the radial velocities with a Keplerian solution (Fig. 2). The orbital parameters derived from the best solution are given in Table 2. The amplitude is 1.2 km s^{-1} , which is consistent with the value of the peak in the previous periodogram. The orbital period is 28.4 days, and the eccentricity is 0.2. Assuming a primary mass of $1.7 M_{\odot}$, the companion mass falls in the brown-dwarf domain, with a minimum mass of $25 M_{Jup}$. Note that a value of 0.4 for $\sin i$ (see Sect. 2) would result in a true mass value of $62 M_{Jup}$; we even cannot completely exclude the case of a low mass M dwarf. The separation between this candidate brown dwarf and the star is 0.2 AU. The dispersion of the residuals is 394 m s^{-1} . They are much larger than uncertainties (also clearly seen on the individual residuals, Fig. 2), suggesting another source of radial velocity variations. This source should not be a companion since there is no satisfactory Keplerian fit to these residuals considering the case of only one companion (in addition to the above brown dwarf).

**Fig. 2.** Top: ELODIE radial velocities and orbital solutions for HD 180777. Bottom: Residuals to the fitted orbital solution.**Fig. 3.** Left: cross-correlation functions of HD 180777, before (top) and after (bottom) correction from the Keplerian motion. Right: their corresponding summed periodograms (see text), with the same scale in the two cases.

4.2. Checking the translation of the spectra

We check here that the above periodic signal is only due to a periodic translation of the spectra, without simultaneous change in the shape of the lines that would correspond to variations that are intrinsic to the star. To do so, we compute the cross-correlation function of each spectrum with a binary mask. These correlation functions represent the mean line profile of

each spectrum, and they are displayed in Fig. 3 (top, left). Note that this is a standard way to measure the radial velocities for solar-type stars. The correlation functions show a dispersion from one to the other, potentially due in part to a translation, visible in particular in the zones of large slope. The dispersion of the positions of Gaussian fits made considering only these zones is 870 m s^{-1} .

In order to detect periodic variations in the lines of the spectra, we calculated the temporal periodogram corresponding to each point of the cross-correlation functions. We then summed all these periodograms, so as to enhance the variations occurring along all the cross-correlation functions. This summed periodogram is displayed in Fig. 3 (top, right). A clear peak appears at a frequency corresponding to a period of 28.4 days. The radial velocities found considering the center of the Gaussian fits are consistent with the ones measured in Sect. 3, given the uncertainties.

We then translated the cross-correlation functions to correct them from the orbital solution found in Sect 4.1. The results are displayed in Fig. 3 (bottom, left). The dispersion of the positions of Gaussian fitted only to the zones of large slope is now 410 m s^{-1} , half the value found previously. It is also consistent with the dispersion of the radial-velocity residuals around the Keplerian solution. This is a first check of the reality of the translation of the spectra from one to the others. Moreover, the summed periodogram, displayed in Fig. 3 (bottom, right), does not show any peak at the frequency corresponding to a period of 28.4 days. This confirms that the cross-correlation functions were effectively translated from one to the others, and that the fit of the radial velocities is accurate. Note that a correcting translation of the cross-correlation functions made at a wrong period and/or a wrong amplitude would produce or enhance a peak at the corresponding frequency in the summed periodogram, instead of removing it. In the same way, if there was no initial translation in the spectra but only changes in the shapes of the lines, the peak in the periodogram would not disappear after corrected translation of the cross-correlation functions.

We finally check that this periodic translation of the spectra is not accompanied by simultaneous changes in the shape of the lines with the same period of 28.44 days. Figure 4 shows the span (or inverse slope) of the bisectors of the cross-correlation functions, phased with this period. They are significantly variable, indicating changes in the shape of the lines (see Sect. 6), but there is no periodic variation in the spans with a period of 28.44 days. Hence, the 28-d signal corresponds only to a shift of the spectra, and not to a change in the line shape. The existence of a brown dwarf is the best explanation for this signal.

5. Ruling out other origins of the main 28-d variations

5.1. A single star

We checked that HD 180777 is not a blended double-lined spectroscopic binary. In such a case, the FWHM of the cross-correlation functions is expected to be linked with their

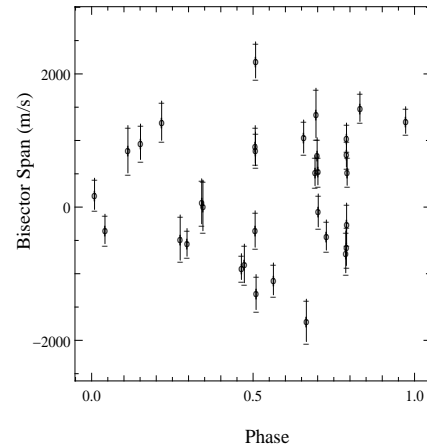


Fig. 4. Span of the cross-correlation functions phased with a period of 28.44 days: no periodic variation with this period.

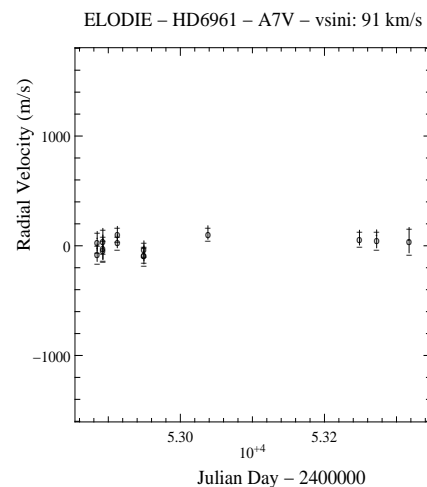


Fig. 5. ELODIE radial velocity data for HD 6961, a star constant in radial velocity (dispersion of 63 m s^{-1}), similar and close to HD 180777. The vertical scale is identical to the one in Fig. 1.

depth (anti-correlation). No such correlation is observed for HD 180777.

5.2. A similar star constant in radial velocity

HD 180777, with a declination of +76 degrees, is located far from the ecliptic plane, i.e. always far from the Moon. Moreover, the spectral type of the Sun, whose light is reflected by the Moon, is very different from the one of HD 180777; cut frequencies applied during the radial velocity computation (Paper I) thus eliminate a potential contamination of the spectra.

Still, to rule out any possibility of artifact linked with the Moon's orbital motion, we show the radial velocities of a similar star in Fig. 5, close to HD 180777 (declination of +55 degrees), but constant within the present level of uncertainties:

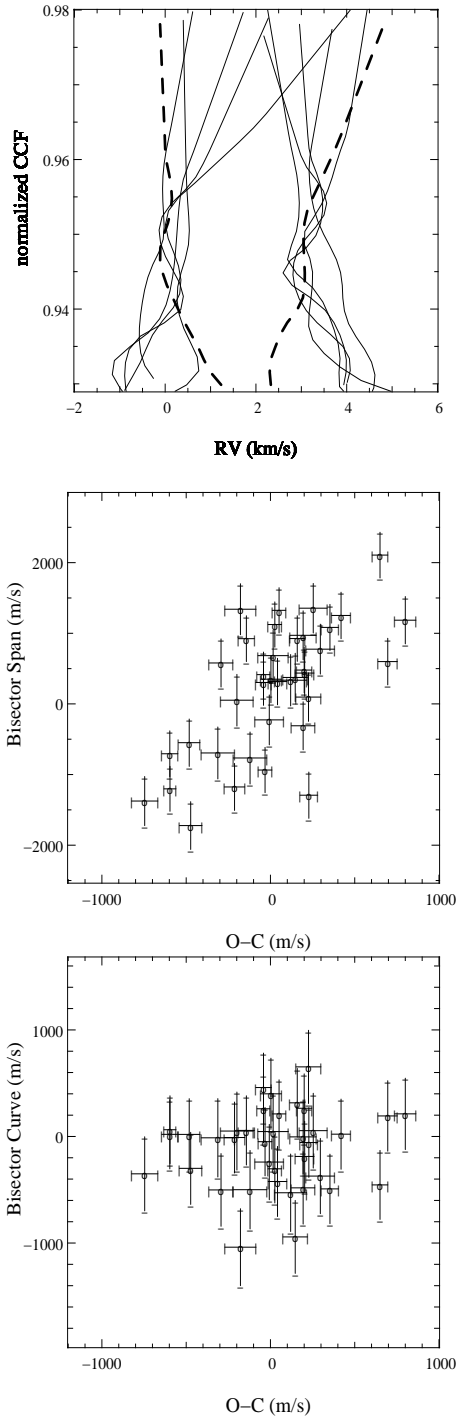


Fig. 6. Top: bisectors of the cross-correlation functions of HD 180777; only the bisectors of the spectra giving the largest residuals are represented, in 2 sets. Those corresponding to large positive (resp. negative) residuals have been translated to the left (resp. right), in order to better see the difference between them. Dashed lines represent the median bisectors of the dual set. Center: span of the bisectors as a function of the radial velocity residuals. Bottom: curvatures of the bisectors as a function of the residuals.

HD 6961 is an A7V star with $v \sin i = 91 \text{ km s}^{-1}$. It also belongs to our ELODIE sample. By July 2005, 15 spectra were gathered for this star, with an S/N equal to 266 on average. The typical uncertainty is 83 m s^{-1} , comparable to the one obtained

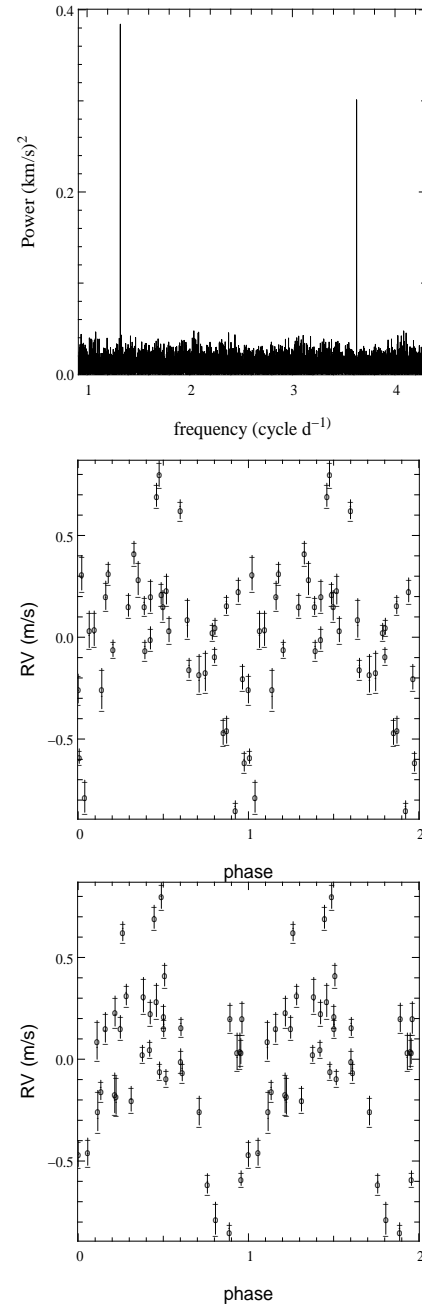


Fig. 7. High frequency periodograms of the radial velocities obtained on HD 180777 (top) and the phasing of the radial velocities to the corresponding periods (bottom).

for HD 180777. The observed radial velocity dispersion of 63 m s^{-1} shows that this star is constant over the 440 days of the measurements (Fig. 5).

6. Radial-velocity residuals: pulsations

Considering the cross-correlation functions again, we can investigate whether the large radial-velocity residuals observed around the orbital solution can be related to the changes in the shape of these mean line profiles. We then compute the bisector of the cross-correlation functions (Fig. 6, top). A first step consists in calculating their span (or inverse slope), and to look for a correlation between the spans and the radial-

velocity residuals. Figure 6 (center) shows the bisector spans as a function of these residuals: they seem to be linearly correlated, with a slope value close to 2. The changes in the shape of the lines thus appear to be responsible for at least a part of the radial-velocity residuals considered. Cool spots linked with magnetic activity are unlikely because in this case, the slope is negative (Queloz et al. 2001). Hot spots could be responsible for this correlation and cannot be excluded, although they are unlikely. Besides, the presence of a stellar binary system can produce this sort of linear correlation with a positive slope (Santos et al. 2002), but we checked (see Sect. 5) that it is not the case here, at least if the flux received from the two stars is similar. A remaining explanation is the presence of low order pulsations (Hatzes 1996).

As a second step, we calculated the curvature of the bisectors of the considered cross-correlation functions, as it is also shown to be useful for characterizing the pulsations (Hatzes 1996). The results are displayed on Fig. 6 (bottom) and do not show any correlation with the radial-velocity residuals. The bisectors thus mainly change with regard to their span; for a given variation of the span, we then expect around half this variation in the radial velocities (averaging effect). The slope value close to 2 found above between the bisector spans and the radial-velocity residuals then shows that the changes in the shape of the lines fully explain the dispersion of these residuals.

Even if our temporal sampling does not allow for a detailed analysis of short period variations, we are still able to enhance two frequencies characteristic of pulsations, at $1.324 \pm 0.001 \text{ cycle d}^{-1}$ (period of 18.1 h) and $3.626 \pm 0.001 \text{ cycle d}^{-1}$ (period of 6.6 h) (Fig 7, top). The false-alarm probabilities of these peaks are 0.34% and 8.4%, respectively, indicating a high significance for the $1.324 \text{ cycle d}^{-1}$ signal, but a lower one for the $3.626 \text{ cycle d}^{-1}$ signal. The phasing of the radial velocities to the corresponding periods is consistent with the existence of these signals (see Fig 7, bottom), as well as the amplitudes of these radial-velocity variations (typically 200 m s^{-1}). A fit of the radial velocities with the superposition of two sinusoids with periods fixed to the above values leads to a decrease in the radial-velocity dispersion from 394 to 239 m s^{-1} , which is still well above the uncertainties (64 m s^{-1} on average). This convergence happens for values of the amplitude of 239 and 234 m s^{-1} , respectively. We are not able to detect other high frequencies, probably because of our temporal sampling, which is not really adapted to the search for high frequency variations.

The radial-velocity residuals observed around the orbital solution are thus very probably explained by changes in the shape of the lines created by pulsations of the star. The presence of pulsations in the case of HD 180777 is not surprising, as this star belongs to the range of B-V where the instability strip intersects with the main sequence, and where we find the pulsating δ Scuti (Handler et al. 2002, Breger et al. 2000) and γ Dor stars (Mathias et al. 2004, Handler et al. 2002). As the frequencies of the variations are lower than $0.25 \text{ cycle d}^{-1}$ (periods larger than 6.5 h), HD 180777 should probably belong to the pulsating γ Dor stars. As these stars undergo non-radial pulsations resulting in multi-periodic radial-velocity variations with an amplitude up to several km s^{-1} , the level of 400 m s^{-1}

found here for the radial-velocity residuals appears to be common.

We checked that the peak at 28.4 days is not an alias of these higher frequency signals. To do so, we first fitted the initial radial velocities with a double sinusoid with periods corresponding to the two high frequencies found above. The periodogram of the residuals obtained this way still shows a strong peak (with the same amplitude as in Fig. 1, bottom), at a frequency corresponding to the same period of 28.4 days. Hence, the signal at 28.4 days is not an alias of these high frequency signals.

7. Concluding remarks

We have presented here the first detection of a brown dwarf around one of the objects surveyed in our ELODIE programme, HD 180777, an A9V star with $v \sin i = 50 \text{ km s}^{-1}$. This detection is an example of disentangling the presence of a low mass companion from the existence of pulsations. The best Keplerian solution derived from the radial-velocity measurements leads to a minimum mass of $25 M_{\text{Jup}}$ (the true mass could be significantly higher) and a period of 28.4 days, hence a separation of 0.2 AU.

It is interesting to note that the detected companion falls in the middle of the brown-dwarf desert observed for G-M dwarf primaries. For the first time, we are able to probe the mass-ratio of binaries with A-type dwarf primaries down to very small mass-ratios.

This result is another step toward extending the study of planet and brown-dwarf formation processes to stars earlier than F7. This is fundamental to a global understanding of the most interesting planetary formation mechanisms involved. In particular, the proposed idea that the planet formation process could scale with the primary mass is very interesting. Studies on lower mass stars (Ida & Lin 2005) show such a trend between the masses of the primaries and the companions. This idea is also consistent with the present detection of a brown dwarf around an A9V star. In such a picture, could brown dwarfs be formed in the same way as planets ?

Acknowledgements. We acknowledge support from the French CNRS. We are grateful to the Observatoire de Haute-Provence (OHP) and to the Programme National de Planétologie (PNP, INSU), for the time allocation, and to their technical staff. These results have made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France.

References

- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, A&A 119, 373
- Breger, M., Montgomery, M.H., 2000, ASP Conf. Ser., Vol. 210, Delta Scuti and Related stars. Astron. Soc. Pac., San Francisco
- Chelli, A., 2000, A&A 358, L59
- 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
- Galland, F., Lagrange, A.M., Udry, S., et al. 2006a, A&A, 447, 355
- Gray, D., in *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, Cambridge University Press, 2005

- Handler, G., Balona, L.A., Shobbrook, R.R. et al. 2002, MNRAS 333, 262
- Hatzes, 1996, PASP, 108, 839H
- ESA 1997, The Hipparcos and Tycho Cat, ESA SP-1200
- Hoffleit, D., Warren Jr, W.H., 1991, Bright Star Catalogue (5th Revised Ed.), NSSDC/ADC
- Ida, S., Lin, D.N.C. 2005, ApJ, 626, 1045I
- King, 2003, AJ, 125
- Linnell Nemeč, A. F., Nemeč, J. M., 1985, BAAS, 17, 597
- Marcy, G., et al. 2003, in *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets*, ASP Conf. Ser., in press
- Mathias, P., Le Contel, J.-M., Chapellier, E., 2004, A&A, 417, 189
- Pepe, F., Mayor, M., Rupprecht, G., et al. 2002, The ESO Messenger, 110, 9
- Queloz, D., Henry, G. W., Sivan, J. P., et al., 2001, A&A, 379, 279
- Roberts, D. H., Lehar, J., Dreher, J. W., 1987, AJ, 93, 968R
- Santos, N.C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2002, A&A, 392, 215

Recherches autour de naines A-F
en vitesses radiales

Chapitre 4

Recherches autour de naines A-F en vitesses radiales

Munis de la méthode de mesure de vitesses radiales décrite au Chapitre 2 et de premiers diagnostics de variabilité des vitesses d'origine intrinsèque à l'étoile développés au Chapitre 3, nous avons mené des recherches systématiques de planètes et naines brunes autour d'étoiles naines A et F. La définition de l'échantillon, limité en volume, figure dans le Chapitre 1. Après avoir décrit les spectrographes utilisés, ELODIE et HARPS, ainsi que les stratégies d'observation adoptées, nous verrons les résultats obtenus à ce jour en terme de candidats compagnons (planètes et naines brunes). Enfin, nous dresserons le bilan à ce jour de ces recherches.

4.1 Observations

4.1.1 Instruments utilisés

Pour ces recherches systématiques de planètes et naines brunes autour d'étoiles naines A et F, j'ai utilisé deux spectrographes échelle haute résolution, alimentés par deux fibres optiques : ELODIE (Baranne et al. 1996) installé sur le télescope de 1,93 m de l'Observatoire de Haute Provence (OHP) pour l'hémisphère nord, ayant une couverture spectrale allant de 3850 à 6800 Å et une résolution de 45 000, et HARPS (Pepe et al. 2002) installé sur le télescope de 3,6 m de l'Observatoire de la Silla pour l'hémisphère sud, ayant une couverture spectrale allant de 3800 à 6900 Å et une résolution de 100 000 (Fig. 4.1).

Dans les deux cas, la lumière est dispersée par un réseau, sous incidence rasante afin de maximiser cette dispersion. Le réseau est blazé afin de concentrer le flux lumineux dans un de ses ordres. La lumière subit une seconde dispersion par un ensemble de grismes et de prismes dans une direction perpendiculaire à la précédente, et est enregistrée *via* une matrice CCD. On obtient un spectre dit échelle car découpé en différents niveaux ; ces ordres-échelle sont au nombre de 67 avec ELODIE et de 72 avec HARPS.

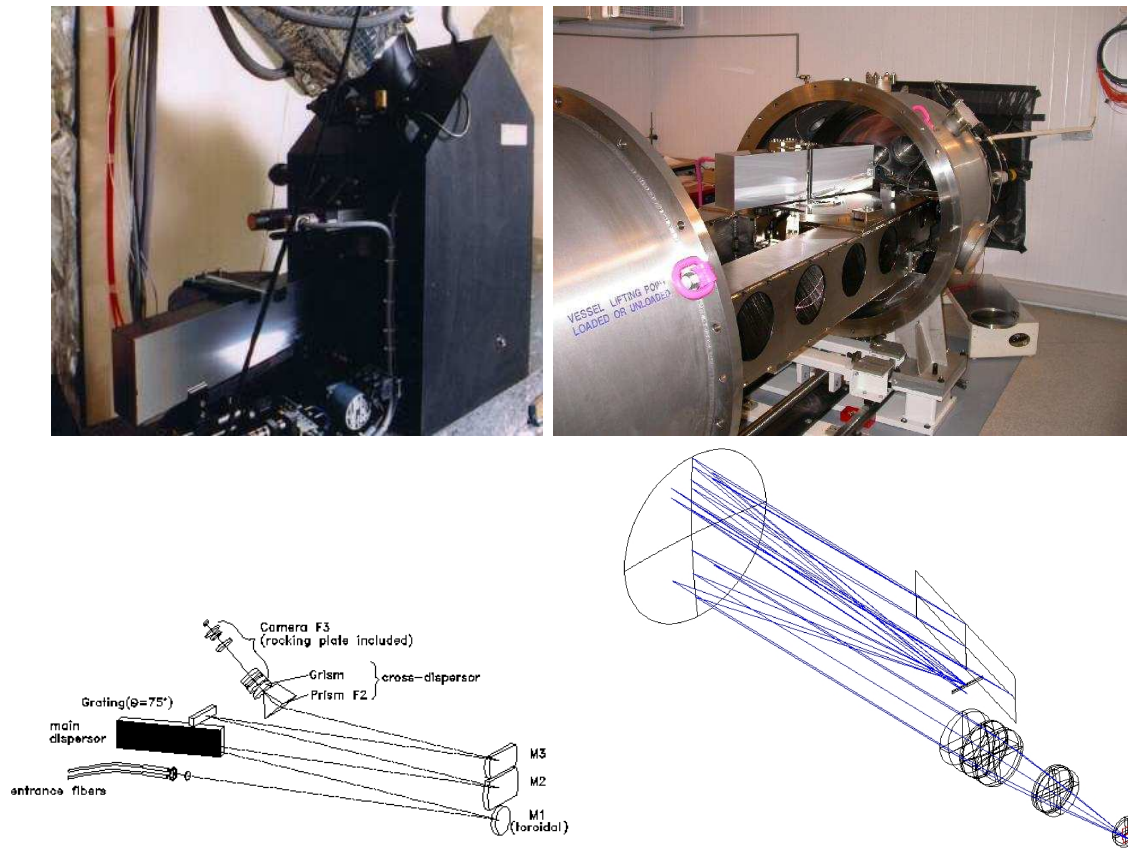


FIG. 4.1 – Photos et schémas de principe des spectrographes ELODIE (gauche) et HARPS (droite).

Le mode d'utilisation le plus précis est le mode thorium-argon (ThAr) simultané. Il consiste à alimenter une fibre avec la lumière de l'étoile et l'autre par une lampe au ThAr. On obtient deux spectres échelles simultanément sur le CCD, avec des ordres alternés entre ceux de l'étoile et du ThAr. Ainsi, en supposant que les variations de température et de pression sont les mêmes pour les deux fibres et en calibrant régulièrement ces deux fibres l'une par rapport à l'autre, on peut corriger le spectre de l'étoile de décalages induits par des variations de température et de pression. Un inconvénient de cette technique est l'étalement du spectre du ThAr, qui contamine le spectre de l'étoile, ce qui devient critique pour les étoiles de type précoce (peu de raies spectrales). Pour cette raison, ce type de pose n'a été utilisé que pour les étoiles de type spectral F. Pour les étoiles A, les variations de calibration en longueur d'onde restaient suffisamment petites par rapport à la précision obtenue sur ce type d'étoiles.

Un moyen plus efficace de s'affranchir des variations de température et de pression est de les supprimer : HARPS, installé au télescope de 3,6 m de l'ESO à La Silla (Chili), est ainsi placé sous vide, dans une cuve étanche. L'efficacité est telle en terme de stabilité instrumentale (dérive de quelques dizaines de cm/s au cours du nuit), que nous avons abandonné le mode ThAr simultané pour toutes les étoiles A et F. Tous les spectres sont donc calibrés très précisément, et il n'y a plus de problème de spectre du ThAr bavant sur le spectre de l'étoile!

Par ailleurs, un changement de position de l'étoile sur l'entrée de la fibre peut se traduire par des décalages significatifs du spectre de l'étoile sur le CCD (problème de la stabilité du photocentre). Pour y remédier, les fibres optiques utilisées sont conçues de telle façon que la lumière est moyennée azimutalement. On introduit également un brouilleur sur le chemin optique afin d'assurer une illumination quasi-uniforme à la sortie des fibres optiques.

4.1.2 Stratégie d'observation avec ELODIE, à l'OHP

L'échantillon (Ia) contient 120 étoiles naines, de type spectral B8V à F7V, situées dans l'hémisphère nord. Il est limité en volume à une distance de 56 parsec pour les étoiles de type spectral B8V à A9V et à une distance de 33 parsec pour les cas F0V à F7V. Il contient ainsi 2 étoiles de type spectral B, 62 étoiles de type spectral A, 56 étoiles de type spectral F.

Jusqu'à présent, 74 nuits ont été attribuées sur le télescope de 1,93 m à l'OHP, avec ELODIE (5 nuits au semestre 2003B, 13 + 12 nuits en 2004, 12 + 16 nuits en 2005, 16 nuits au 1er semestre de 2006). Les règles suivantes ont été respectées lors des observations.

- Concernant le type de pose, on effectue :

- pour les étoiles de type spectral A, des poses simples (dites OBJO) ;
- pour les étoiles de type spectral F, des poses en thorium simultané (dites OBTH).

Remarque : ce choix est un compromis entre une précision en vitesse radiale la plus grande possible (thorium simultané) et le risque de bavure de raies du spectre du thorium lors de poses simultanées.

- Concernant les poses de calibration, on effectue :

- une pose de calibration en longueur d'onde (dite THA2) toutes les 1h ;
- une pose de localisation des ordres et de détermination de la courbe de blaze (dite LOCO) toutes les 2h.

Remarque : le choix d'une pose LOCO toutes les 2h résulte d'un compromis entre le besoin d'avoir une courbe de blaze la plus proche possible de celle correspondant à une pose donnée et la volonté d'effectuer le plus possible de poses sur les étoiles. Pour chaque pose sur une étoile, la courbe de blaze utilisée est la moyenne des courbes de blaze immédiatement antérieure et postérieure à cette pose.

- Concernant les conditions d'observation :

- on élimine les poses pour lesquelles l'absorption résultant de la présence de nuages, ou la baisse de flux due à un seeing élevé, est supérieure à 2 magnitudes : dans de telles conditions, les incertitudes sont non seulement plus grandes, mais aussi des erreurs systématiques peuvent survenir (effet chromatique affectant différemment les ordres du spectre ; présence de raies telluriques).
- on élimine les poses saturées.

Remarque : le rapport S/B est calculé dans l'ordre 46 (longueur d'onde d'environ 550 nm).

4.1.3 Stratégie d'observation avec HARPS, à La Silla

L'échantillon (Ia) contient 143 étoiles naines, de type spectral B8V à F7V, situées dans l'hémisphère sud. Il est limité en volume à une distance de 56 parsec pour les étoiles de type spectral B8V à A9V et à une distance de 33 parsec pour les cas de F0V à F7V. Il contient ainsi 4 étoiles de type spectral B, 67 étoiles de type spectral A, 72 étoiles de type spectral F.

Jusqu'à présent, 25 nuits ont été attribuées sur le télescope de 3,6 m de l'ESO à La Silla avec HARPS (4 demi-nuits en 2004, 5 + 8 nuits en 2005, 10 nuits au 1er semestre 2006). Les règles suivantes ont été respectées.

- Concernant le type de pose : pour les étoile A et F, la grande stabilité du spectrographe HARPS permet de se passer de poses en thorium simultané (susceptibles de polluer les spectres).
- Concernant les poses de calibration, l'instrument est suffisamment stable pour effectuer :
 - une seule calibration en longueur d'onde en début de nuit ;
 - une seule détermination de la courbe de blaze en début de nuit.
- Concernant les conditions d'observation :
 - on élimine les poses pour lesquelles l'atténuation (à cause des nuages ou du vent) est supérieure à 2 magnitudes ;
 - on élimination les poses saturées.

Remarque : le rapport S/B est calculé dans l'ordre 49 (longueur d'onde d'environ 550 nm).

4.1.4 Observations effectuées

Le tableau 4.1 résume le nombre d'étoiles observées avec ELODIE et HARPS, parmi les étoiles des échantillons Ia voire II, définis au Chapitre 1 (la définition de l'échantillon Ia est rappelée ci-dessus).

Echantillon	Instrument	Nombre total d'étoiles	Type Spectral B..V	Type Spectral A..V	Type Spectral F..V
Ia	ELODIE seul	82	1	39	42
Ia	HARPS seul	82	4	38	40
Ia	ELODIE et HARPS	34	0	20	14
Ia	Total ELODIE	116	1	59	56
Ia	Total HARPS	116	4	58	54
Ia	Total	198	5	97	95
II	HARPS	28	1	26	1
I et II	Total HARPS	144	5	84	55
I et II	Total	226	6	123	97

TAB. 4.1 – Etoiles naines A-F observées avec ELODIE et HARPS.

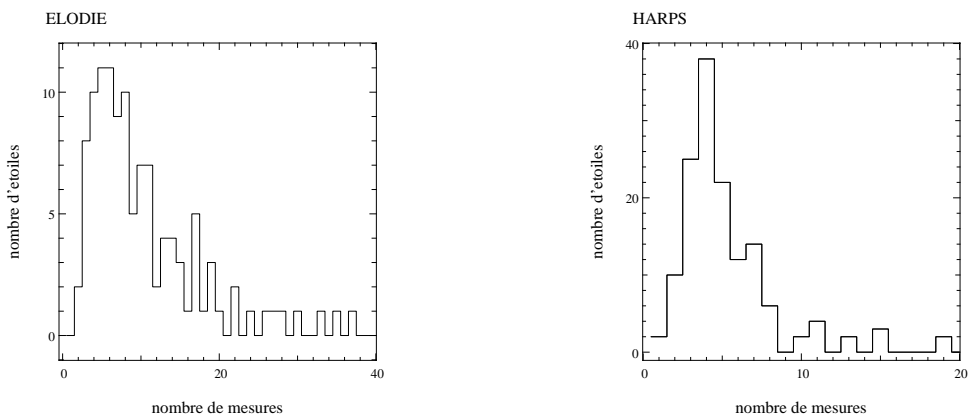


FIG. 4.2 – Histogrammes des nombres de mesures obtenues avec ELODIE et HARPS

Les 4 étoiles de l'échantillon Ia non observées avec ELODIE sont de type spectral A précoce avec de grands $v \sin i$, et seront observées avec SOPHIE (successeur de ELODIE à l'OHP), la précision atteinte avec ELODIE n'étant pas suffisante. Les 27 étoiles de l'échantillon Ia non encore observées avec HARPS sont de type spectral A précoce avec de grands $v \sin i$, donc de seconde priorité, ou bien des étoiles pour lesquelles les dates des missions d'observations étaient incompatibles avec leur observabilité.

Près de 3000 spectres ont été recueillis en tout, 1600 avec ELODIE et 1300 (regroupés par séries de 2 spectres consécutifs) avec HARPS. Une base de données regroupant tous ces spectres acquis a été réalisée. Avec ELODIE, 96 étoiles ont été observées au moins 5 fois, 50 étoiles au moins 10 fois. Avec HARPS, 69 étoiles ont été observées au moins 5 fois (10 spectres), 15 étoiles au moins 10 fois (20 spectres). La figure 4.2 résume ces nombres de mesures sous forme d'histogrammes. Pour des raisons de programmation du temps d'observation alloué, l'échantillonnage temporel est nettement moins bon avec HARPS qu'avec ELODIE ; le relativement grand nombre de mesures par étoile étant donné le peu de nuits déjà effectuées provient d'une stratégie d'observation différente de celle adoptée avec ELODIE : chaque étoile est ici observée trois fois dans au moins une nuit, afin d'explorer des variations de vitesse sur des échelles de temps de l'ordre de l'heure, caractéristiques de la présence de pulsations.

4.1.5 Mesure des vitesses radiales

Les vitesses radiales sont calculées en suivant la méthode décrite dans le Chapitre 2 : pour chaque étoile est construit un spectre de référence à partir de l'ensemble des spectres acquis pour cette étoile, puis le décalage entre ce spectre de référence et chacun des spectres est calculé en se plaçant dans l'espace de Fourier, ce qui permet entre autres d'appliquer des fréquences de coupure afin de filtrer le plus possible de bruit et de s'affranchir de certaines variations instrumentales (courbe de blaze notamment, dans le cas d'ELODIE). Les incertitudes portant sur ces vitesses sont calculées simultanément, en considérant un bruit de photon et en ajoutant quadratiquement l'erreur systématique liée à l'(in)stabilité de chaque instrument.

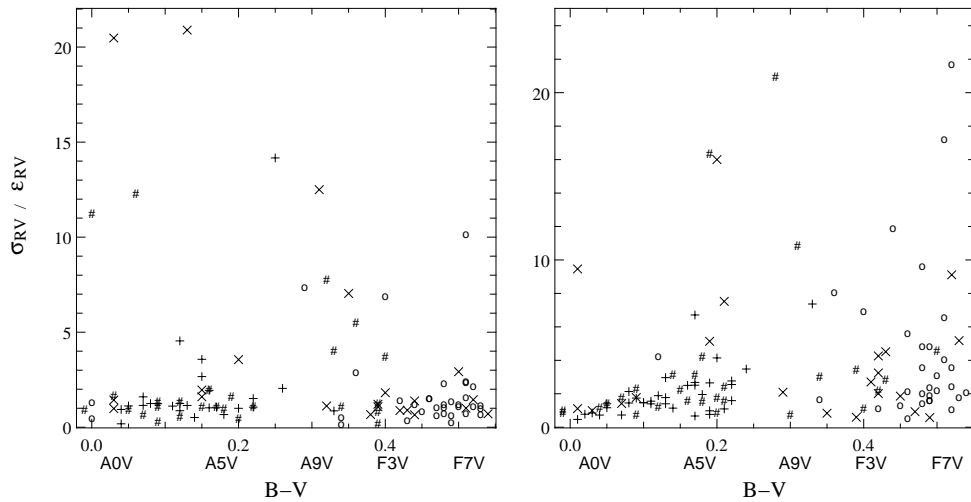


FIG. 4.3 – Ecart-types divisés par les incertitudes de mesure obtenues avec ELODIE (gauche) et HARPS (droite), avec au moins 5 points de mesure. Les S/B sont ceux obtenus durant les observations.

4.2 Variabilité en vitesses radiales des étoiles observées

4.2.1 Variations de vitesse radiale

Pour une étoile donnée, les vitesses radiales obtenues sont considérées comme variables si l'écart-type de la distribution de ces vitesses est significativement (typiquement 3 fois) supérieur aux incertitudes de mesure. La figure 4.3 montre la division de l'écart-type par la médiane des incertitudes pour chacune des étoiles observées plus de 5 fois (afin que l'écart-type ait un certain sens, même si on est encore loin de distributions statistiques).

On remarque que la plupart des étoiles dont le B-V est compris entre 0,2 et 0,4 sont variables en vitesses radiales. Ces étoiles appartiennent à la Bande d'Instabilité et un grand nombre d'entre-elles subissent des pulsations. Pour les autres étoiles, les vitesses sont souvent constantes aux incertitudes près, surtout avec ELODIE, ce qui est rassurant quant au calcul des vitesses si on suppose que la plupart de ces étoiles sont stables en vitesse (ni activité ni pulsations prononcées, ni compagnon détectable).

4.2.2 Bilan de la variabilité en vitesses radiales

Les vitesses radiales des étoiles de l'échantillon Ia observées avec ELODIE et/ou HARPS figurent en annexe B et C. Le tableau 4.2 récapitule l'identification de l'origine des variations de vitesse radiale observées, dans les différents cas de figure suivants : étoiles observées avec ELODIE ou HARPS, étoiles observées à de courts (quelques heures) ou longs (plusieurs jours) intervalles de temps. Cette identification a été faite au vu de la variabilité sur de courtes échelles de temps et en utilisant les diagnostics exposés au Chapitre 3.

Parmi les 116 étoiles de l'échantillon Ia observées avec ELODIE, 80 ne montrent pas de variation de vitesse radiale aux incertitudes près, et 36 montrent de telles variations. Parmi

ces étoiles variables, 3 planètes (autour d'étoiles F) ont été caractérisées : une première, HD 33564b, a fait l'objet d'une publication (Galland et al. 2005b). La deuxième est toujours à l'étude. La troisième, autour de Tau Boo, avait déjà été détectée et caractérisée ; elle est ici confirmée. Une naine brune a également été caractérisée autour d'une étoile A pulsante, HD 1807777 (Galland et al. 2006b). Quatre autres cas de candidats compagnons de faible masse restent en lice ; 9 cas de binaires ont aussi été mis en évidence dont 2 caractérisés. 3 cas d'étoiles actives et 11 cas d'étoiles pulsantes ont également été mis en évidence.

HFT	BFT	Ia nb	plan. NB	CC	act.	puls.	?	II nb	plan. NB	CC	act.	puls.	?
ELODIE													
-	cte	80											
-	var	36	4	4(+9)	3	11	5						
-	cte/var	116	4	4(+9)	3	11	5						
HARPS													
cte	cte	36						12					
cte	var	29		10(+6)	12		1	4		2	2		
cte	-	3						1					
var	cte	23				23		1				1	
var	var	12		1(+1)	1	8	1	2				1	1
var	-	7		(+1)		6		6				6	
-	cte	5						2					
-	var	1					1	0					
cte	cte/var/-	68		10(+6)	12		1	17		2	2		
var	cte/var/-	42		1(+2)	1	37	1	9				8	1
-	cte/var/-	6					1	2					
cte/var/-	cte	64				23		15				1	
cte/var/-	var	42		11(+7)	13	8	3	6		2	2	1	1
cte/var/-	-	10		(+1)		6		7				6	
cte/var/-	cte/var/-	116		11(+8)	13	37	3	28		2	2	8	1

TAB. 4.2 – Bilan des recherches systématiques, dans les différents cas de figure suivants : étoiles observées avec ELODIE ou HARPS, étoiles observées à de courts (quelques heures) ou longs (plusieurs jours) intervalles de temps. “HFT” signifie ainsi hautes fréquences temporelles, “BFT” basses fréquences temporelles, “cte” constante, “var” variable (aux incertitudes près) et “-” non déterminé. Noter qu’avec ELODIE, les étoiles non pas été observées à haute fréquence. “plan.” signifie planète, “NB” naine brune, “CC” désigne un candidat compagnon non complètement caractérisé (entre parenthèses, cas de binaires), “act.” signifie étoile active, “puls.” étoile pulsante, “?” non déterminé.

Parmi les 116 étoiles de l'échantillon Ia observées avec HARPS, 44 ne montrent pas de variation de vitesse radiale aux incertitudes près, et 72 montrent des variations. Parmi ces étoiles variables, on compte 11 cas de candidats compagnons, 8 cas de binaires, 13 cas d'étoiles actives et 37 cas d'étoiles pulsantes. Les meilleures précisions obtenues avec HARPS permettent donc de faire ressortir de plus nombreux cas d'étoiles actives ou pulsantes.

Les cas de détection et de caractérisation de compagnons de faible masse, planètes et naines brunes, sont développés ci-dessous.

4.3 Caractérisation des candidats compagnons confirmés

Concentrons-nous sur les cas de vitesses radiales variables mais sans déformation des raies. Faisant l'hypothèse que ce décalage en vitesse est dû à la présence d'un compagnon, utilisons comme modèle pour ces variations une orbite Képlérienne. En utilisant des logiciels développés par l'Observatoire de Genève, j'ai ainsi effectué l'ajustement Képlérien des vitesses radiales dans les cas de candidats compagnons confirmés, c'est à dire pour lesquels le profil des raies ne varie pas au cours du temps (voir Chapitre 3), voire où les vitesses radiales sont constantes sur de courts intervalles de temps (quelques heures) lorsque ceux-ci ont été explorés. Le meilleur ajustement aux points de mesure permet alors la détermination des paramètres orbitaux. En supposant la masse de l'étoile connue, on peut en déduire la masse minimum du compagnon.

4.3.1 Planètes caractérisées avec ELODIE

Ainsi, pour HD 33564 (F6V, $v \sin i = 12$ km/s) et un candidat de type spectral F4V ($v \sin i = 10$ km/s), observés avec ELODIE, on constate que les bissecteurs ne subissent pas de déformation significative : il n'y a donc pas de déformation des raies. De plus, les bissecteurs, et donc les spectres, sont décalés en vitesse (Fig. 4.4 et 4.7). Il s'agit donc de spectres identiques mais décalés en vitesse. Pour mémoire, les valeurs moyennes des χ^2 obtenus sont de 1,0 et 1,3.

Dans le cas de HD 33564, étoile de type spectral F6V et de $v \sin i = 12$ km/s, on obtient ainsi une masse minimum de $9,6 M_{\text{Jup}}$, pour une période orbitale de 399 jours, soit une séparation de 1,1 UA (Fig. 4.5 et Tab. 4.3). C'est la première planète détectée dans l'échantillon ELODIE d'étoiles A-F et l'étoile de type spectral le plus précoce autour de laquelle ait été publiée une planète jusque-là. Cette découverte a fait l'objet d'une publication dans A&A (voir l'article II, Galland et al. 2005b, en fin de chapitre). La figure 4.6 montre les CCFs, auto-CCFs et courbes de χ^2 obtenues dans ce cas de détection d'une planète. Les bissecteurs de ces fonctions ne subissent pas de variation significative ; de plus, le recentrage avec les vitesses calculées donne une dispersion moins grande de ces fonctions.

Dans le cas du candidat de type spectral F4V, de $v \sin i = 10$ km/s, observé avec ELODIE, la deuxième moitié des points de mesure obtenus est compatible avec une planète de masse minimum $2,7 M_{\text{Jup}}$, avec une période orbitale de 115 jours, soit une séparation de 0,52 UA (Fig. 4.8 et Tab. 4.4). Ce résultat n'a pas encore été publié car un grand nombre de me-

sures de la première moitié n'est pas compatible avec cette solution orbitale. L'ensemble des points de mesure est représenté sur la figure 4.7. Les tentatives d'ajustement à deux planètes (voire plus!) se sont révélées infructueuses; pourtant, les spectres semblent être décalés sans subir de déformation significative (Fig. 4.7). Les nouvelles mesures que nous allons acquérir permettront peut être de mieux comprendre ce cas, en particulier si elles révèlent une autre périodicité, compatible avec la première moitié de mesures. Ce cas est donc toujours à l'étude.

Par ailleurs, nous avons observé HD 120136 (Tau Boo), étoile F7V autour de laquelle une planète avait déjà été détectée (Butler et al. 1997). Nous confirmons la présence d'une planète (Fig. 4.9 et tableau 4.5) de masse minimum $3,9 M_{\text{Jup}}$ avec une période orbitale de 3,3 jours (séparation de 0,046 UA). Cette confirmation est décrite dans Galland et al. (2005a) (article I à la fin du Chapitre 2).

4.3.2 Naine brune caractérisée avec ELODIE

La méthode exposée au Chapitre 3 a permis de distinguer la présence d'une naine brune et de pulsations pour HD 180777, une étoile de type spectral A9V et de $v \sin i = 50$ km/s, dans le cas où l'amplitude de variation des vitesses radiales due à l'existence d'un compagnon est significativement supérieure à l'amplitude de variation due à la présence de pulsations (voir le Chapitre 3 pour une discussion détaillée de ce cas). La figure 4.10 montre un ajustement Képlérien aux mesures de vitesse radiale. La masse correspondante du compagnon est de $25 M_{\text{Jup}}$, il s'agit donc d'une naine brune. La séparation est de 0,22 UA; les autres paramètres orbitaux figurent dans le tableau 4.6. Ce résultat a fait l'objet d'une publication dans A&A (voir l'article IV, Galland et al. 2006b, en fin de Chapitre 3).

4.3.3 Binaires caractérisées avec ELODIE

Enfin, nous avons caractérisé deux compagnons de masse stellaire, autour de deux étoiles A2V, HD 43378, de $v \sin i = 35$ km/s et HD 48097, de $v \sin i = 90$ km/s, observées avec ELODIE. Sur la figure 4.11 sont présentées les mesures de vitesse radiale et un ajustement Képlérien. Les valeurs moyennes des χ^2 obtenus sont de 0,96 et 0,97 ce qui est compatible avec une identité des spectres entre eux. De plus, l'ajustement des vitesses radiales est très convaincant, l'écart-type des résidus étant de l'ordre des incertitudes: 80 m/s contre 95 m/s dans le premier cas, 410 m/s contre 394 m/s dans le second. On peut noter que ces incertitudes sont sensiblement plus grandes que les valeurs d'incertitudes obtenues à partir des formules de l'article I (ne faisant intervenir que $v \sin i$), à savoir 43 m/s et 239 m/s, ce qui vient du type spectral très précoce de ces deux étoiles par rapport à leur valeur de $v \sin i$.

Les masses minimums obtenues pour les compagnons correspondants, en supposant une masse de l'étoile-hôte de $2.7 M_{\odot}$, sont respectivement de 330 et $457 M_{\text{Jup}}$, ce qui correspond à des étoiles naines de type spectral K ou M (et non une naine blanche par exemple, qui aurait correspondu à une évolution plus rapide que l'étoile primaire). Les séparations sont respectivement de 2,9 et 1,9 UA.

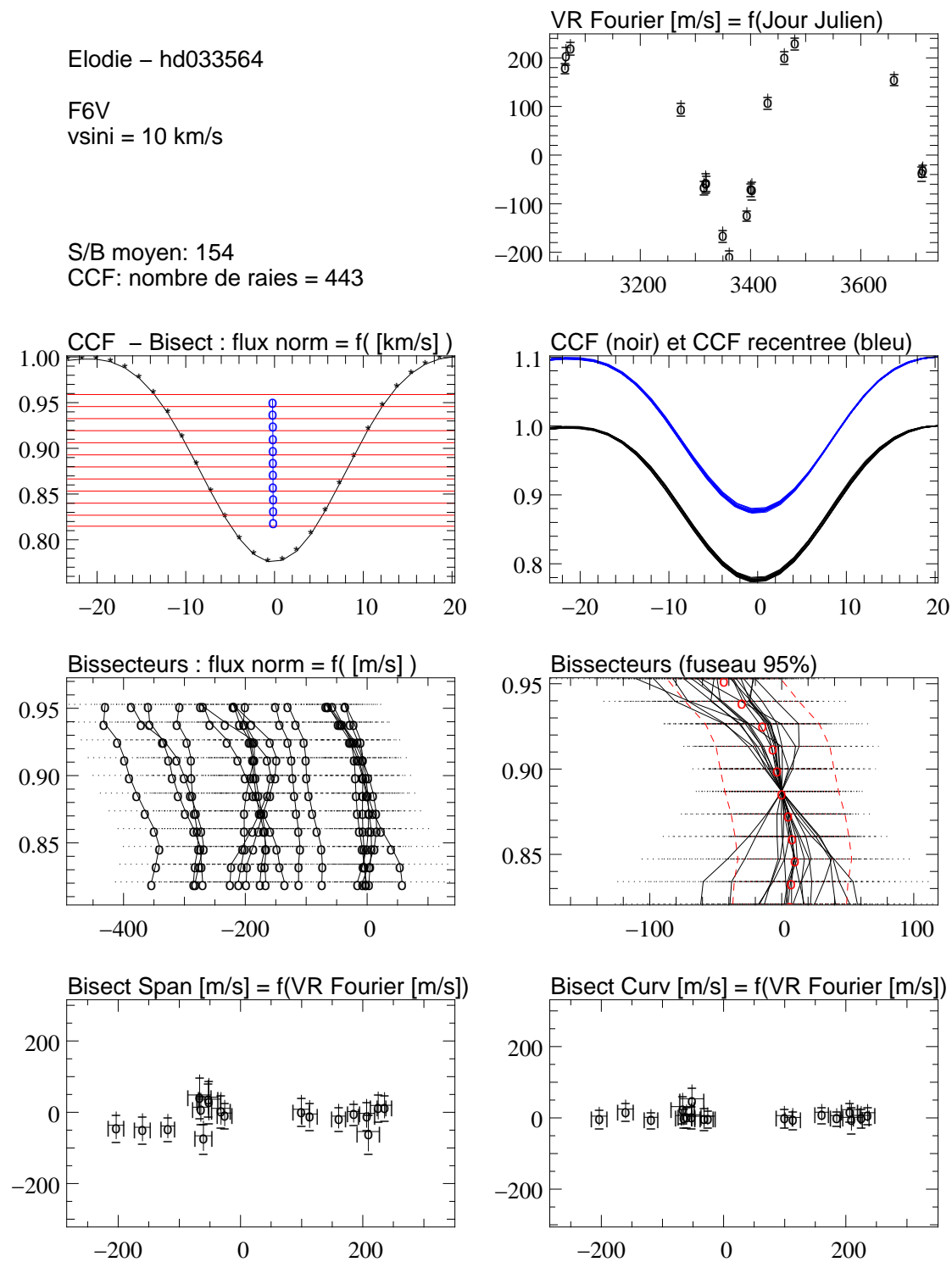


FIG. 4.4 – CCFs, bissecteurs, spans et courbures dans le cas de HD 33564.

TAB. 4.3 – Paramètres du meilleur ajustement Képlérien pour HD 33564 avec ELODIE.

Parameter		HD 33564
P	[days]	399 ± 2
T	[JD-2400000]	53378 ± 3
e		0.31 ± 0.03
γ	[km s^{-1}]	0.116 ± 0.006
ω	[deg]	197 ± 4
K	[km s^{-1}]	0.240 ± 0.006
N_{meas}		18
$\sigma(O - C)$	[m s^{-1}]	11.2
$a_1 \sin i$	[10^{-3} AU]	8.3
f(m)	[$10^{-7} M_{\odot}$]	4.94
M_1	[M_{\odot}]	1.25
$m_2 \sin i$	[M_{Jup}]	9.6
a	[AU]	1.1

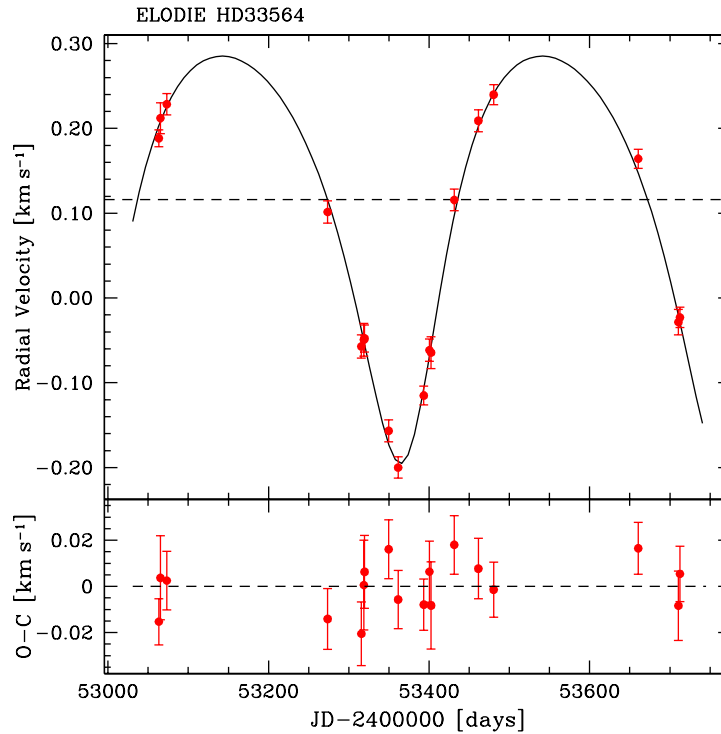


FIG. 4.5 – Haut : vitesses radiales obtenues avec ELODIE et solution orbitale pour HD 33564. Bas : résidus à la solution orbitale ajustée.

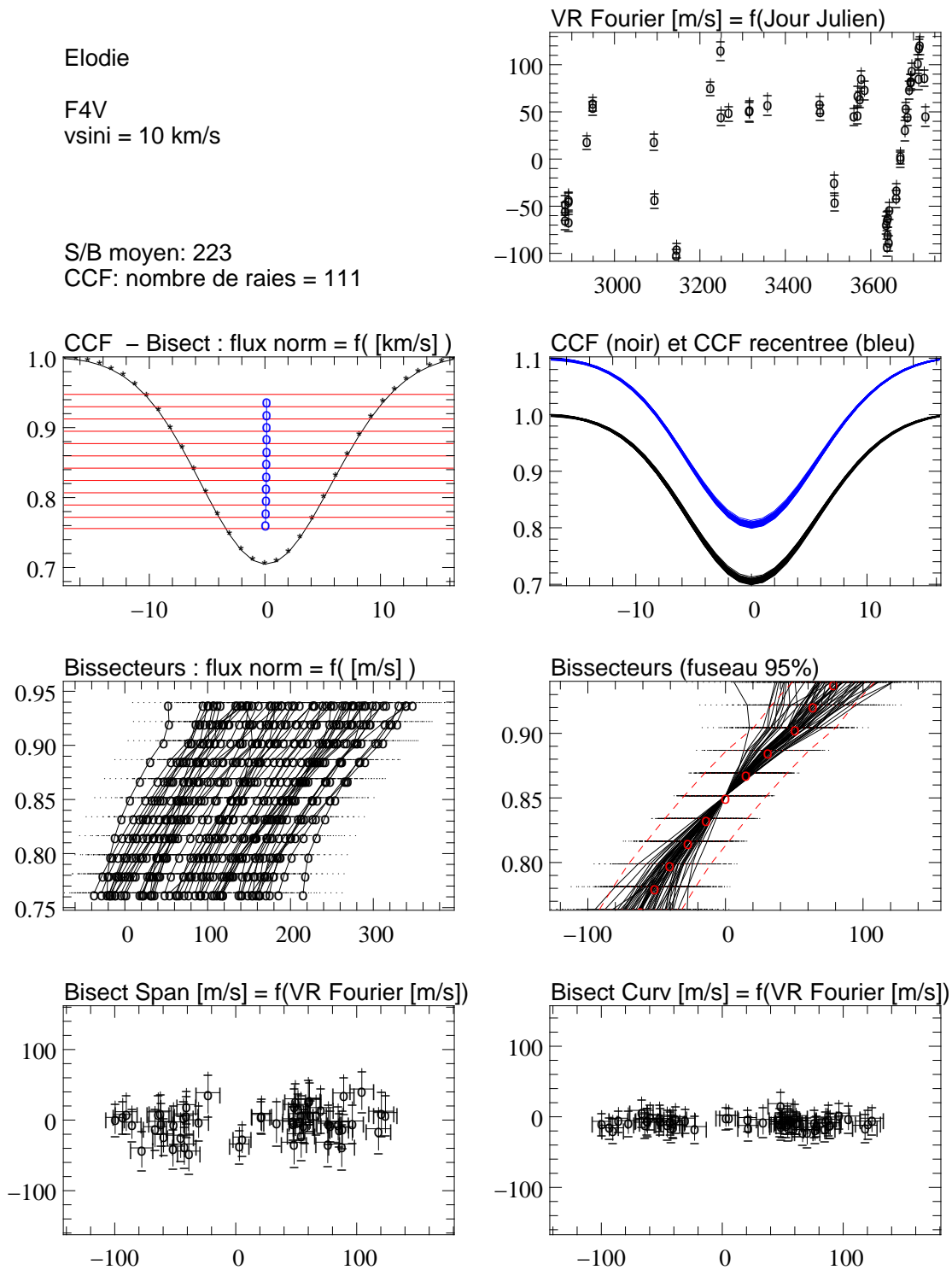


FIG. 4.7 – CCFs, bissecteurs, spans et courbures dans le cas d'un candidat de type spectral F4V.

TAB. 4.4 – Paramètres du meilleur ajustement Képlérien pour une étoile F4V, $v \sin i = 10$ km/s, avec ELODIE.

Parameter		Candidat F4V
P	[days]	115 ± 1
T	[JD-2400000]	53596 ± 6
e		0.19 ± 0.03
γ	[km s ⁻¹]	0.19 ± 0.03
ω	[deg]	127 ± 8
K	[km s ⁻¹]	0.089 ± 0.002
N _{meas}		45
$\sigma(O - C)$	[m s ⁻¹]	14.4
$a_1 \sin i$	[10 ⁻³ AU]	0.93
f(m)	[10 ⁻⁷ M _⊙]	8.00
M ₁	[M _⊙]	1.45
$m_2 \sin i$	[M _{Jup}]	2.7
a	[AU]	0.52

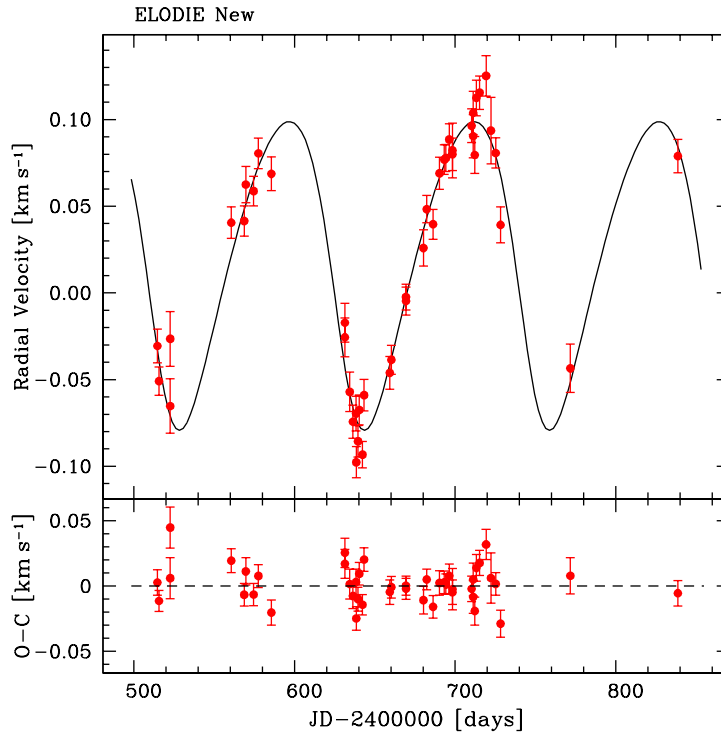


FIG. 4.8 – Haut : vitesses radiales obtenues avec ELODIE et solution orbitale pour une étoile F4V, $v \sin i = 10$ km/s. Bas : résidus à la solution orbitale ajustée.

TAB. 4.5 – Paramètres du meilleur ajustement Képlérien pour HD 120136 (Tau Boo), observée avec ELODIE.

Parameter		Tau Boo
P	[days]	3.3135 ± 0.0014
T	[JD-2450000]	1.27 ± 0.03
e		0 (fixed)
γ	[km s ⁻¹]	-0.0650 ± 0.004
ω	[deg]	0 (fixed)
K	[km s ⁻¹]	0.476 ± 0.005
N _{meas}		7
$\sigma(O - C)$	[km s ⁻¹]	0.014
$a_1 \sin i$	[AU]	1.510^{-4}
f(m)	[M _☉]	3.710^{-8}
m_1	[M _☉]	1.2
$m_2 \sin i$	[M _{Jup}]	3.9
a	[AU]	0.046

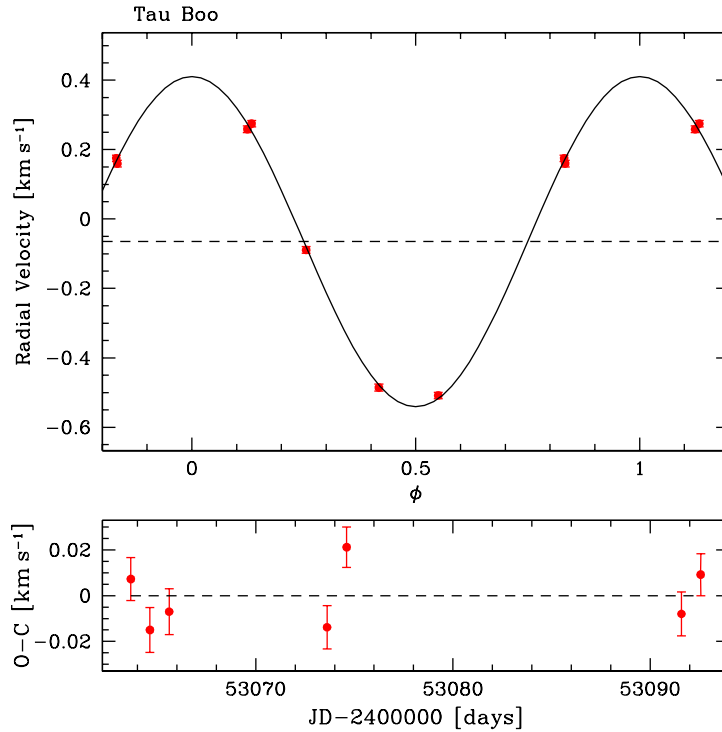


FIG. 4.9 – Haut : vitesses radiales obtenues avec ELODIE et solution orbitale pour HD 120136 (Tau Boo). Bas : résidus à la solution orbitale ajustée. e et ω sont fixés à 0 vu le peu de mesures.

TAB. 4.6 – Paramètres du meilleur ajustement Képlérien pour HD 180777 avec ELODIE.

Parameter		HD 180777
P	[days]	28.44 ± 0.01
T	[JD-2400000]	53244.3 ± 0.3
e		0.20 ± 0.01
γ	[km s^{-1}]	0.11 ± 0.01
ω	[deg]	56 ± 4
K	[km s^{-1}]	1.20 ± 0.02
N_{meas}		39
$\sigma(O - C)$	[km s^{-1}]	0.394
$a_1 \sin i$	[10^{-3} AU]	3.1
f(m)	[$10^{-6} M_{\odot}$]	4.7
M_1	[M_{\odot}]	1.7
$m_2 \sin i$	[M_{Jup}]	25
a	[AU]	0.22

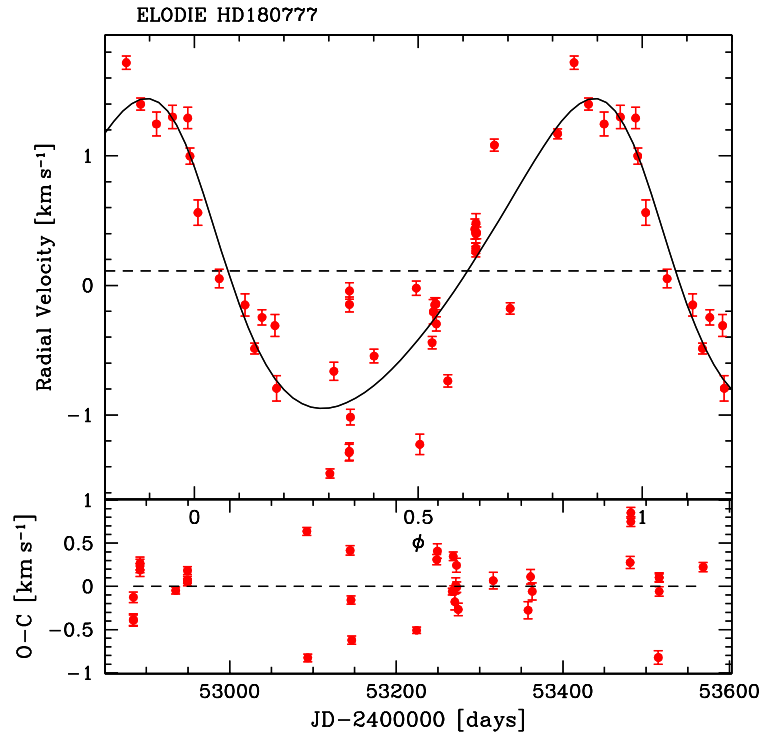


FIG. 4.10 – Haut : vitesses radiales obtenues avec ELODIE et solution orbitale pour HD 180777. Bas : résidus à la solution orbitale ajustée.

TAB. 4.7 – Paramètres du meilleur ajustement Képlérien pour HD 43378 et HD 48097, avec ELODIE.

Parameter		HD 43378	HD 48097
P	[days]	1048 ± 78	542 ± 6
T	[JD-2400000]	53435 ± 6	53141 ± 2
e		0.46 ± 0.04	0.0 ± 0.008
γ	[km s^{-1}]	-0.068 ± 0.09	0.023 ± 0.1
ω	[deg]	132 ± 3	31 ± 1
K	[km s^{-1}]	3.85 ± 0.15	5.88 ± 0.12
N_{meas}		15	17
$\sigma(O - C)$	[km s^{-1}]	0.080	0.41
$a_1 \sin i$	[10^{-1} AU]	3.3	2.9
f(m)	[$10^{-3} M_{\odot}$]	4.3	11.4
M_1	[M_{\odot}]	2.7	2.7
$m_2 \sin i$	[M_{Jup}]	330	457
a	[AU]	2.9	1.9

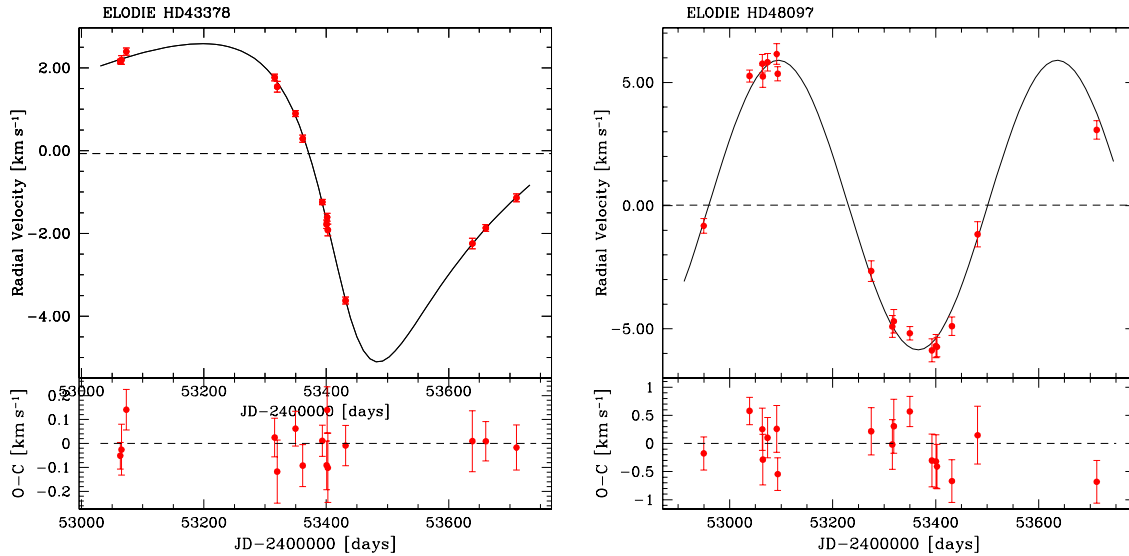


FIG. 4.11 – Haut : vitesses radiales obtenues avec ELODIE et solution orbitale pour HD 43378 et HD 48097. Bas : résidus aux solutions orbitales ajustées.

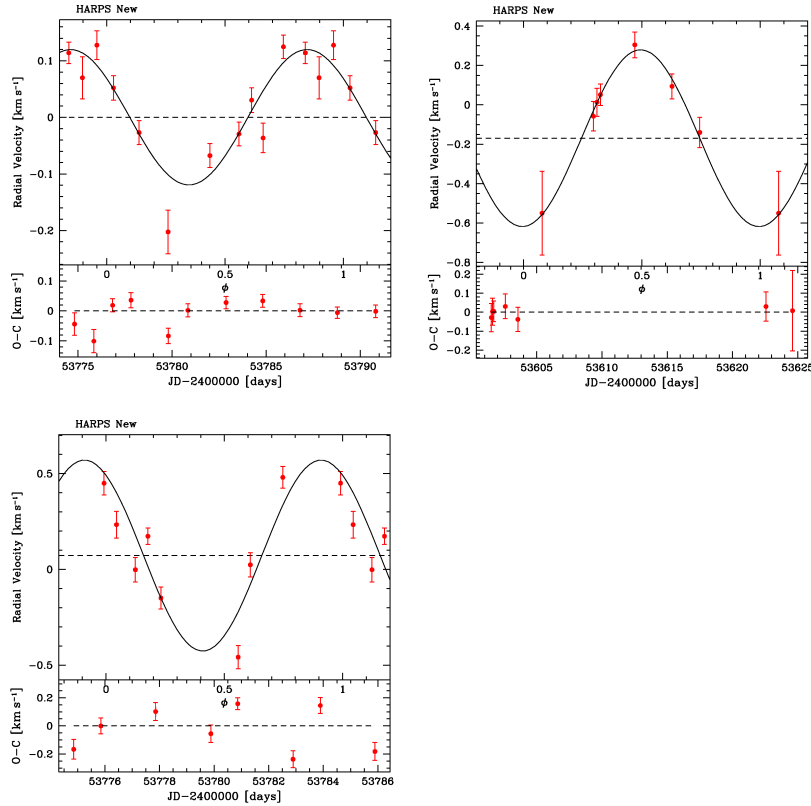


FIG. 4.12 – Candidats planètes autour d'étoiles A avec HARPS. Sont représentés les vitesses radiales mesurées, l'ajustement de solutions orbitales et leurs résidus pour des étoiles : A3V, $v \sin i = 115$ km/s (haut, gauche), A4V, 125 km/s (bas, gauche) et A5V, 145 km/s (haut, droite). Les masses minimum correspondantes sont de 1,3 6,1 et 6,4 M_{Jup} . Les périodes orbitales respectives sont de 2,8 5,5 et 6,1 jours, correspondant à des séparations de 0,049 0,077 et 0,082 UA. Des données supplémentaires sont nécessaires pour confirmer ou infirmer la présence de planètes.

4.3.4 Candidats détectés avec HARPS

Enfin, nous avons identifié un certain nombre de candidats planètes avec HARPS, comme illustré sur les figures 4.12 et 4.13 avec des ajustements Képlériens des vitesses radiales. Ces cas correspondent à une absence de variation des vitesses radiales sur une échelle de temps de l'ordre de l'heure, mais avec des variations sur quelques jours ; Les ajustements faits avec les mesures disponibles à ce jour donnent un intervalle de masse compris entre 1,3 et 8,3 M_{Jup} pour le cas d'étoiles A, entre 0,12 et 1,76 M_{Jup} pour le cas d'étoiles F. L'intervalle des périodes va de 2,1 à 18,5 jours. Plus de mesures sont cependant nécessaires pour confirmer ces candidats. Par ailleurs, plusieurs autres objets sont probablement des étoiles binaires, vue la grande amplitude de variation des vitesses (de l'ordre de la dizaine de km/s) sur des échelles de temps de plusieurs jours, les pulsations étant donc écartées ; plus de mesures permettront une caractérisation de ces systèmes.

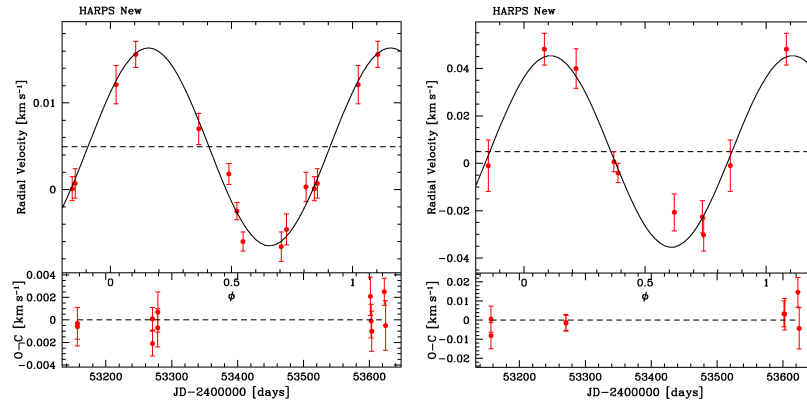


FIG. 4.13 – Candidats planètes autour d’étoiles F avec HARPS : mesures, ajustement de solutions orbitales et résidus, pour des étoiles : F6V, $v \sin i = 12$ km/s (gauche) et F5V, $v \sin i = 40$ km/s (droite). Les masses minimum respectives sont de 0,12 et 0,55 M_{Jup} et les périodes orbitales de 3,7 et 8,3 jours, soit des séparations de 0,055 et 0,094 UA. Des données supplémentaires sont nécessaires.

4.3.5 Tendence générale

Il faut noter que les compagnons détectés et caractérisés ont une grande masse (3, 4, 9 et 25 M_{Jup}), ce qui va dans le sens des scénarios de formation planétaire présentés au Chapitre 1. Il faut cependant augmenter le nombre de détections afin de tester vraiment l’assertion suivante : “plus la masse de l’étoile-hôte est grande, plus la masse des planètes géantes orbitant autour de cette étoile est grande”.

4.4 Taux de non détection

Afin d’estimer l’efficacité de ces recherches systématiques, il est intéressant de caractériser le type de planètes dont on peut exclure la présence avec les mesures effectuées lors de ces recherches systématiques. Nous obtiendrons ainsi les limites de détection correspondant aux observations, puis nous en déduirons les taux de non détection.

En spectroscopie Doppler (vitesses radiales), les deux paramètres-clés pour la détectabilité d’une planète sont l’**amplitude** et la **période** des variations de vitesses radiales mesurées. En ne considérant que des orbites circulaires, amplitude et période donnent accès à la masse de la planète, si on suppose connue la masse de l’étoile-hôte. Pour calculer les limites de détection d’une étoile donnée, on peut donc considérer un espace des paramètres (**Masse, Période**) d’une planète virtuelle en orbite circulaire autour de l’étoile considérée. Pour chaque point de cet espace, on génère un grand nombre d’orbites Képlériennes avec la masse et la période correspondantes, mais avec un instant de passage au périastre aléatoire ($e = 0$ et $\omega = 0$).

Pour un point donné dans l’espace des paramètres, se réduisant à (Mp, P, To) pour les orbites circulaires que nous considérons ($e = 0$ et $\omega = 0$), on détermine alors quelle serait la vitesse radiale de l’étoile aux époques correspondant aux observations réelles. On bruit ensuite ces vitesses avec comme incertitude celle calculée lors des observations réelles. On

obtient ainsi une courbe de mesures virtuelles, mais tenant compte des conditions réelles d’observation et de l’étoile considérée (notamment de sa vitesse de rotation projetée, de son type spectral, de l’existence éventuelle d’activité magnétique, de pulsations...). Un exemple est présenté sur la figure 4.14 (gauche) : on a généré une orbite Képlérienne correspondant au point ($6 M_{\text{Jup}}$, 80 jours), pour une étoile de masse $1,6 M_{\odot}$, ainsi que des mesures virtuelles (cercles et traits pleins) générées aux mêmes époques d’observations que les mesures réelles (croix et pointillés), dans le cas d’une étoile F4V avec $v \sin i = 30$ km/s.

Cette courbe de vitesse est caractérisée par l’écart-type (ou dispersion) des mesures virtuelles (108 m/s dans l’exemple précédent). L’ensemble des courbes de vitesse générées en un certain point (Masse, Période) de l’espace des paramètres est caractérisé par la distribution de l’ensemble des écarts-types précédents (“ectp”), c’est-à-dire par leur valeur moyenne (116 m/s ici) et leur écart-type (17 m/s ici) car cette distribution est proche d’une gaussienne (Fig. 4.14, droite).

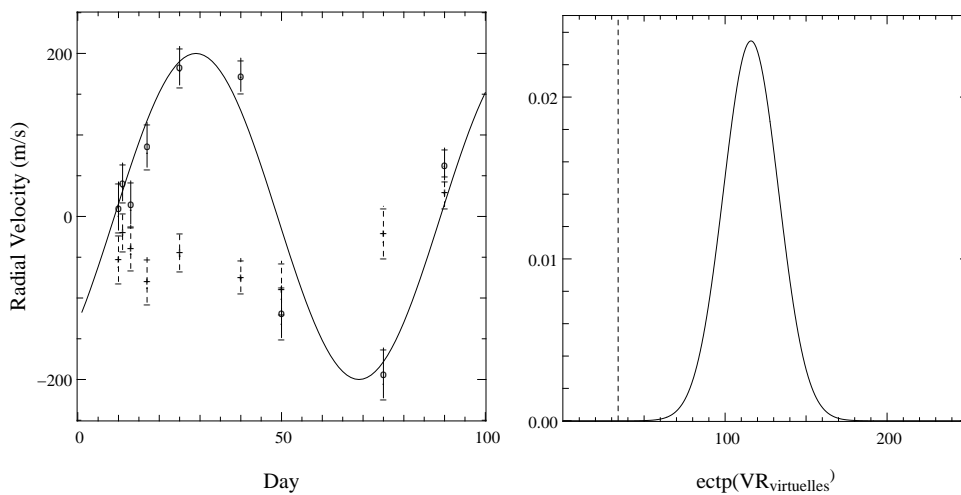


FIG. 4.14 – Illustration du calcul des limites de détection en vitesses radiales.

On considère qu’une planète virtuelle en un point (Masse, Période) est détectable si l’écart-type des mesures réelles (35 m/s ici) est inférieur à la valeur moyenne des écarts-types virtuels, ce qui est le cas dans l’exemple précédent (Fig. 4.14, droite : la ligne en pointillés correspond à 35 m/s). De plus, la confiance (ou probabilité) associée à une telle détection est déterminée en comparant l’écart-type de la distribution (ensemble des réalisations d’orbites) des écarts-types virtuels, à la différence entre l’écart-type des mesures réelles et la valeur moyenne des écarts-types virtuels. Ici, les 35 m/s sont à $4,8\sigma$ des 116 m/s (car $(116-35)/17 = 4,8 \sigma$), d’où une probabilité de détection de 99,99% en considérant des distributions gaussiennes.

A chaque point de l’espace (Masse, Période) est ainsi associée une probabilité de détection. L’ensemble des points de cet espace correspondant à une valeur donnée de probabilité de détection délimite un **domaine d’exclusion**, dans lequel on peut exclure l’existence d’une planète, avec une confiance correspondant à la probabilité de détection considérée. Les probabilités considérées ici sont de 68,2% et 99,7% (“1 σ ” et “3 σ ”) et sont représentées respec-

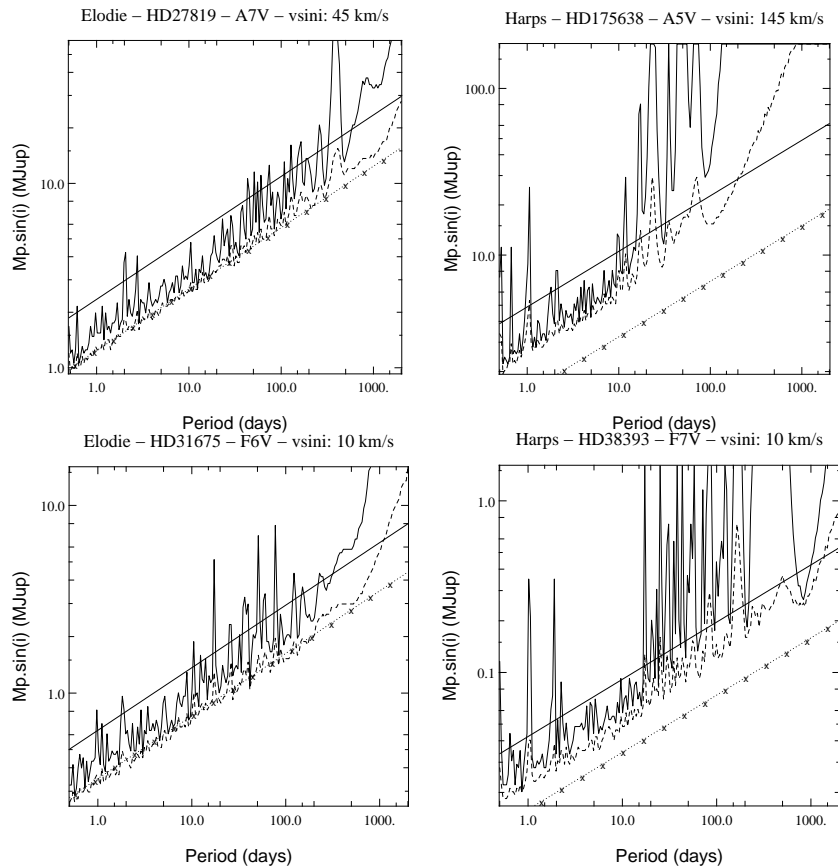


FIG. 4.15 – Limites de détection en vitesses radiales pour des étoiles observées avec ELODIE et HARPS. Les limites de détection issues de tirages d’orbites, tenant compte de l’échantillonnage temporel des mesures, sont représentées en lignes pleines (resp. pointillées) pour une probabilité de non détection de 99,7% (resp. 68,2%). Pour comparaison, les droites pleines (resp. pointillées) représentent le cas d’une amplitude de variation des vitesses radiales 3 fois supérieure à l’écart-type (resp. l’incertitude) des mesures.

tivement par les courbes en traitillés et pleines (Fig 4.15). Les limites de détection ont été calculées de la sorte pour les étoiles observées au moins à 12 époques différentes.

Pour comparaison sont également représentées les limites de détection obtenues en considérant qu’une planète est détectée si l’amplitude des variations de vitesse radiale de l’étoile est supérieure à 3 fois l’écart-type des mesures réelles (tient compte de variations intrinsèques de l’étoile ; représentées par les droites pleines) ; pour les étoiles observées à moins de 12 époques différentes, la limite de détection a été définie ainsi (pour des périodes inférieures à 2 fois la durée sur laquelle se sont étalées les mesures). Enfin, toujours sur ces figures, les limites de détection obtenues en considérant une amplitude supérieure à 3 fois les incertitudes de mesure sont également représentées : ce sont les limites de détection atteignables en l’absence de variations intrinsèques, représentées par les droites pointillées. Dans ces 2 derniers cas, on ne tient pas compte de l’échantillonnage temporel des mesures réelles. La figure 4.15 montre des exemples de limites de détection obtenues. On voit parfois apparaître un pic correspondant à

une période de 1 jour voire à 2 jours (dû à l'échantillonnage temporel). De plus, la plus faible étendue temporelle des mesures obtenues avec HARPS qu'avec ELODIE apparaît clairement.

Les deux paramètres stellaires principaux intervenant dans la précision atteinte, et donc dans les limites de détection, sont la richesse en raies du spectre stellaire, variant suivant le type spectral de l'étoile (ou encore suivant un indice de couleur comme **B-V** ici), et surtout suivant la vitesse de rotation projetée de l'étoile $v \sin i$, qui élargit les raies existantes et les fait se superposer. Les tableaux 4.8, 4.9, 4.10 et 4.11, résument les résultats obtenus (histogrammes des figures 4.16, 4.17 et 4.18) en donnant la masse planétaire exclue autour de 50% (resp. 90%) des étoiles A et F de l'échantillon Ia, avec ELODIE et HARPS, pour différentes catégories de $v \sin i$. Comme attendu, la masse limite détectable est d'autant plus grande que l'étoile est de type spectral précoce et possède un $v \sin i$ élevé. On note quelques exceptions, comme les étoiles A précoces avec un faible $v \sin i$: il peut s'agir d'étoiles Ap ou Am.

Les valeurs obtenues sont en général au moins 3 à 5 fois moins élevées avec HARPS qu'avec ELODIE, confirmant l'étude des performances de la méthode (Galland et al. 2005a). Pour fixer les idées, si on considère une période orbitale de 10 jours, on peut exclure des planètes plus massives que $5 M_{\text{Jup}}$ autour de 50% des étoiles A de type spectral compris entre A3V et A9V et de $v \sin i$ compris entre 70 et 130 km/s observées avec HARPS, et plus massives que $10 M_{\text{Jup}}$ autour de ce type d'étoiles avec ELODIE.

Pour des étoiles F de $v \sin i$ compris entre 15 et 60 km/s, on peut exclure la présence de planètes plus massives que $0,7 M_{\text{Jup}}$ autour de 50% des étoiles observées avec HARPS et plus massives que $1,0 M_{\text{Jup}}$ avec ELODIE. Le fait que ces deux dernières valeurs de masse soient similaires pourrait montrer qu'on atteint là une limite physique concernant ces étoiles F de $v \sin i$ plus grand que 15 km/s.

En considérant toujours des périodes orbitales de 10 jours, on peut exclure la présence de planètes plus massives que $0,9 M_{\text{Jup}}$ autour de la moitié des 75 étoiles F suivies suffisamment avec ELODIE et HARPS, et plus massives que $17 M_{\text{Jup}}$ autour de la moitié des 88 étoiles A suivies suffisamment avec ELODIE et HARPS. Cette valeur élevée pour les étoiles A s'explique par la présence fréquente de pulsations, qui brouille les variations de vitesses induites par un possible compagnon planétaire ; ces pulsations sont prises en compte dans le calcul des limites de détection, *via* l'écart-type des vitesses mesurées.

P(j)	Etoiles A, ELODIE	Etoiles A, HARPS	Etoiles F, ELODIE	Etoiles F, HARPS
2	12.88 (70.47) - 51	6.37 (30.25) - 55	0.68 (12.58) - 52	0.23 (1.52) - 45
10	17.48 (95.65) - 51	8.28 (47.46) - 37	0.93 (17.07) - 51	0.72 (4.15) - 24
200	22.03 (121.53) - 48	10.18 (59.80) - 17	1.17 (21.27) - 46	0.94 (2.60) - 13
500	37.66 (206.07) - 45	12.29 (144.68) - 10	1.72 (28.07) - 44	1.02 (4.44) - 9

TAB. 4.8 – Masse (borne inférieure, en masses de Jupiter) de planètes exclues autour de 50% (resp. 90%) des étoiles de l'échantillon Ia, avec ELODIE et HARPS, pour différentes périodes orbitales. Est également indiqué le nombre d'étoiles observées dans chaque catégorie.

Ces recherches systématiques sont toujours en cours, et l'efficacité globale du programme bénéficiera de l'apport de nouvelles mesures, avec une meilleure couverture temporelle et un plus grand nombre d'objets considérés. Ceci permettra d'améliorer les statistiques présentées ici, avec des périodes orbitales plus grandes et, par exemple, avec un tirage aléatoire parmi les étoiles de l'échantillon, en plus du tirage aléatoire d'orbites.

P		ELODIE			HARPS		
(j)	$v \sin i < 70$	$70 < v \sin i < 130$	$130 < v \sin i$	$v \sin i < 70$	$70 < v \sin i < 130$	$130 < v \sin i$	
2	1.5 (12.6) - 5	9.9 (37.3) - 11	24.0 (70.5) - 10	1.2 (1.2) - 4	3.0 (8.9) - 10	12.6 (35.0) - 25	
10	2.0 (17.1) - 5	13.4 (50.7) - 11	32.6 (95.6) - 10	1.0 (1.0) - 2	4.1 (12.0) - 8	17.1 (47.5) - 17	
200	2.7 (21.5) - 4	16.9 (63.8) - 11	41.0 (120.5) - 10	1.3 (1.3) - 2	5.0 (5.2) - 4	28.3 (84.6) - 7	
500	4.7 (36.8) - 4	28.8 (109.2) - 11	70.2 (203.7) - 8	2.1 (2.1) - 2	8.5 (8.9) - 3	27.9 (144.7) - 5	

TAB. 4.9 – Masse (borne inférieure, en masses de Jupiter) de planètes exclues autour de 50% (resp. 90%) des étoiles A de l'échantillon Ia plus précoces que A3V, avec ELODIE et HARPS, pour différentes catégories de $v \sin i$ (exprimées en km/s) et différentes périodes orbitales. Est également indiqué le nombre d'étoiles observées dans chaque catégorie.

P		ELODIE			HARPS		
(j)	$v \sin i < 70$	$70 < v \sin i < 130$	$130 < v \sin i$	$v \sin i < 70$	$70 < v \sin i < 130$	$130 < v \sin i$	
2	7.0 (20.8) - 5	7.0 (17.9) - 9	23.0 (55.9) - 11	2.3 (2.9) - 3	2.9 (6.0) - 11	6.8 (13.1) - 17	
10	9.5 (28.3) - 5	9.5 (24.3) - 9	31.2 (75.8) - 11	3.1 (3.9) - 3	5.1 (14.7) - 10	9.6 (17.3) - 10	
200	11.9 (35.6) - 5	12.0 (22.0) - 8	48.0 (121.5) - 10	3.9 (3.9) - 1	6.4 (10.2) - 4	10.4 (13.9) - 3	
500	20.4 (60.9) - 4	20.5 (37.6) - 8	82.1 (207.8) - 10	6.6 (6.6) - 1	2.7 (2.7) - 2	17.8 (17.8) - 2	

TAB. 4.10 – De même que le tableau 4.10, mais dans le cas des étoiles A plus tardives que A3V.

P		ELODIE			HARPS		
(j)	$v \sin i < 15$	$15 < v \sin i < 60$	$60 < v \sin i$	$v \sin i < 15$	$15 < v \sin i < 60$	$60 < v \sin i$	
2	0.4 (0.7) - 26	0.7 (1.0) - 12	9.6 (16.7) - 14	0.1 (0.5) - 25	0.3 (0.6) - 13	1.5 (18.6) - 7	
10	0.5 (1.0) - 26	1.0 (1.3) - 11	13.0 (22.6) - 14	0.1 (0.5) - 11	0.7 (1.0) - 7	2.2 (25.2) - 6	
200	0.6 (1.3) - 24	1.2 (1.7) - 11	7.1 (26.0) - 11	0.1 (0.6) - 5	0.9 (1.2) - 5	1.3 (2.6) - 3	
500	1.1 (2.1) - 24	2.1 (2.9) - 11	12.1 (51.9) - 9	0.2 (1.0) - 5	2.1 (2.1) - 2	2.2 (2.2) - 2	

TAB. 4.11 – Masses planétaires exclues : de même que le tableau 4.10, mais dans le cas des étoiles F.

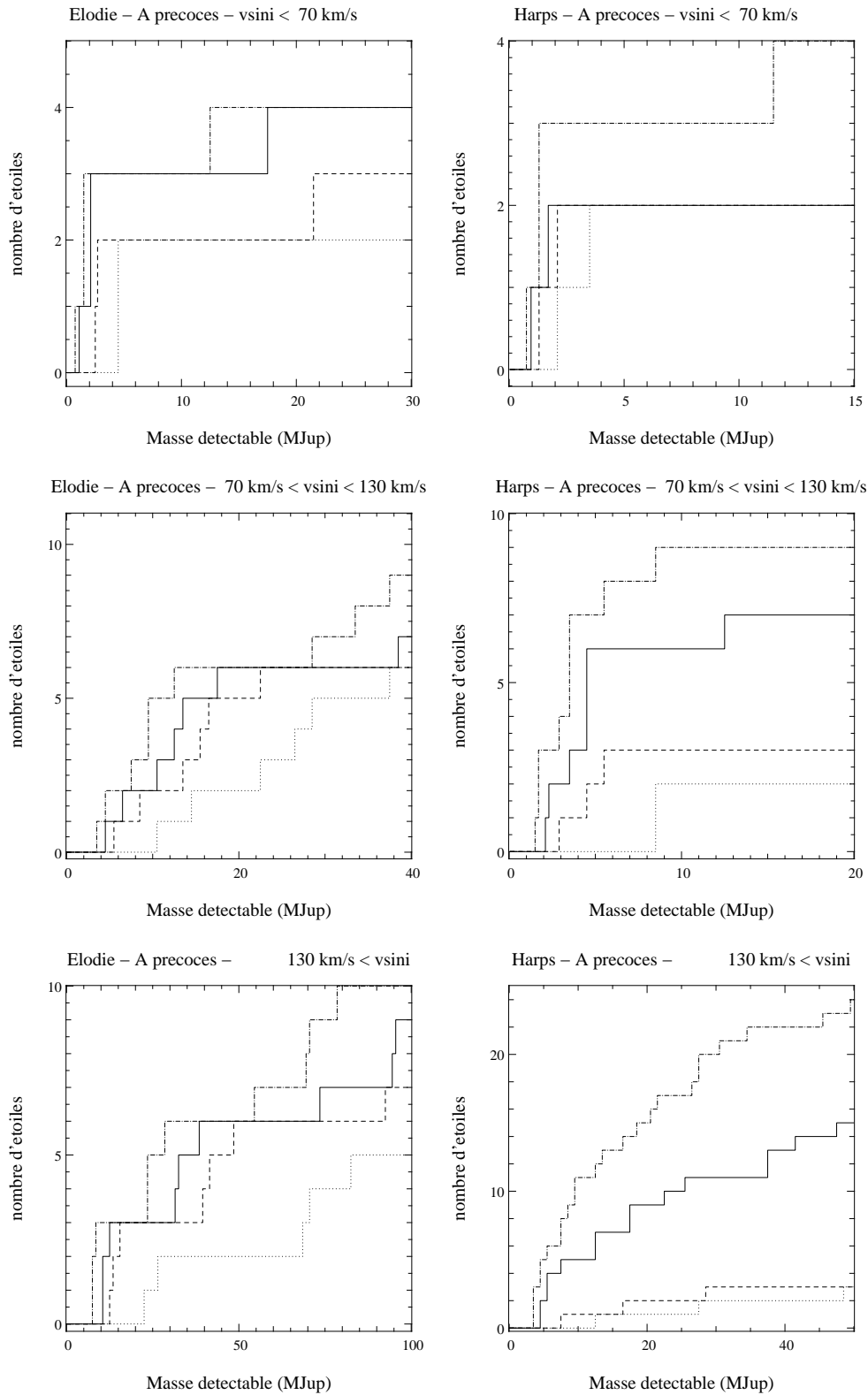


FIG. 4.16 – Histogramme des planètes exclues autour d'étoiles A plus précoces que A3V, avec ELODIE (à gauche) et HARPS (à droite), pour différentes catégories de $v \sin i$. Pour chaque cas, quatre histogrammes sont tracés, correspondant à quatre périodes différentes : 2 (traits pointillés), 10 (traits pleins), 200 (traitillés) et 500 (pointillés) jours.

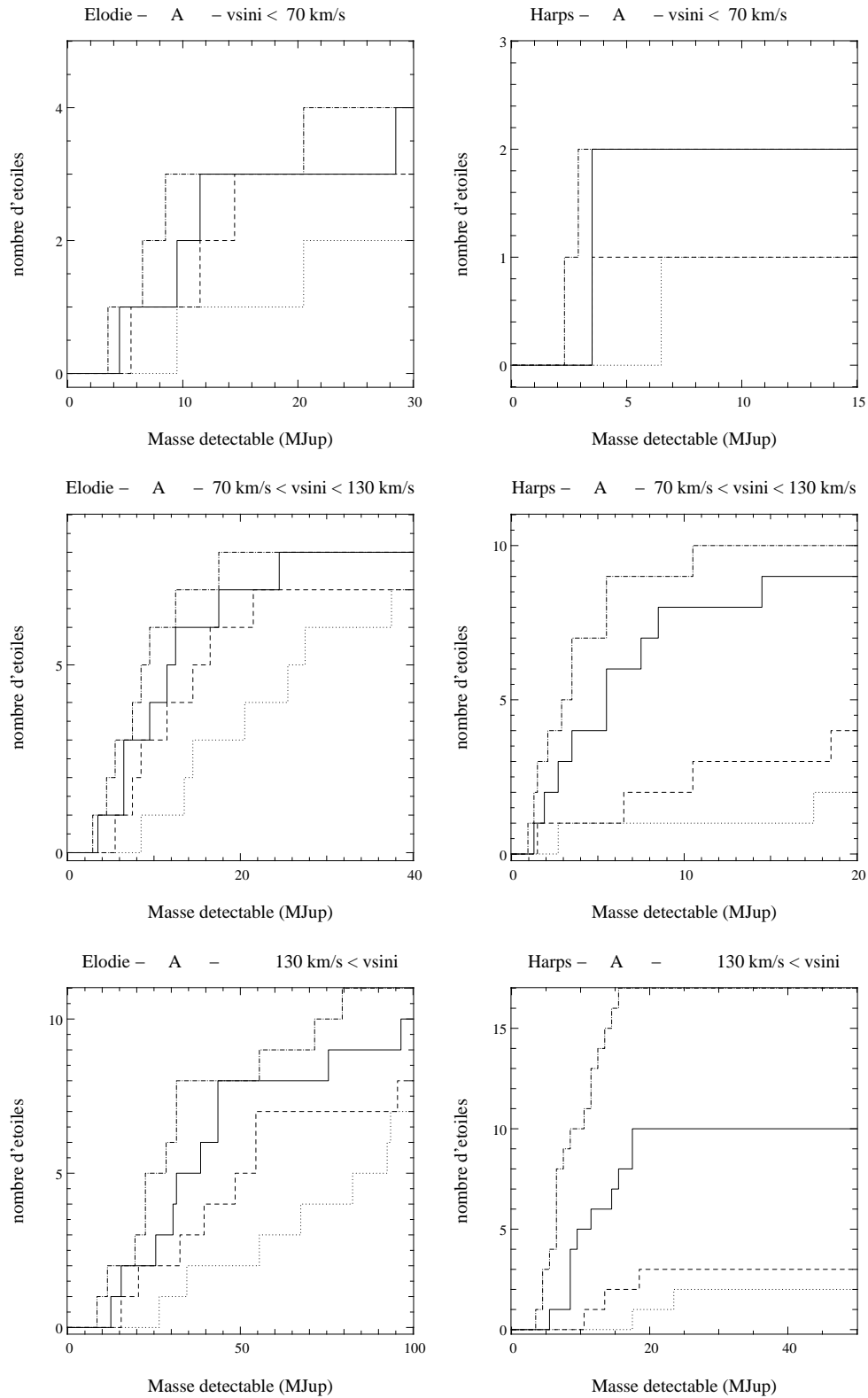


FIG. 4.17 – Histogramme des planètes exclues autour d'étoiles A plus tardives que A3V, avec ELODIE (à gauche) et HARPS (à droite), pour différentes catégories de $v \sin i$. Pour chaque cas, quatre histogrammes sont tracés, correspondant à quatre périodes différentes : 2 (traits pointillés), 10 (traits pleins), 200 (traitillés) et 500 (pointillés) jours.

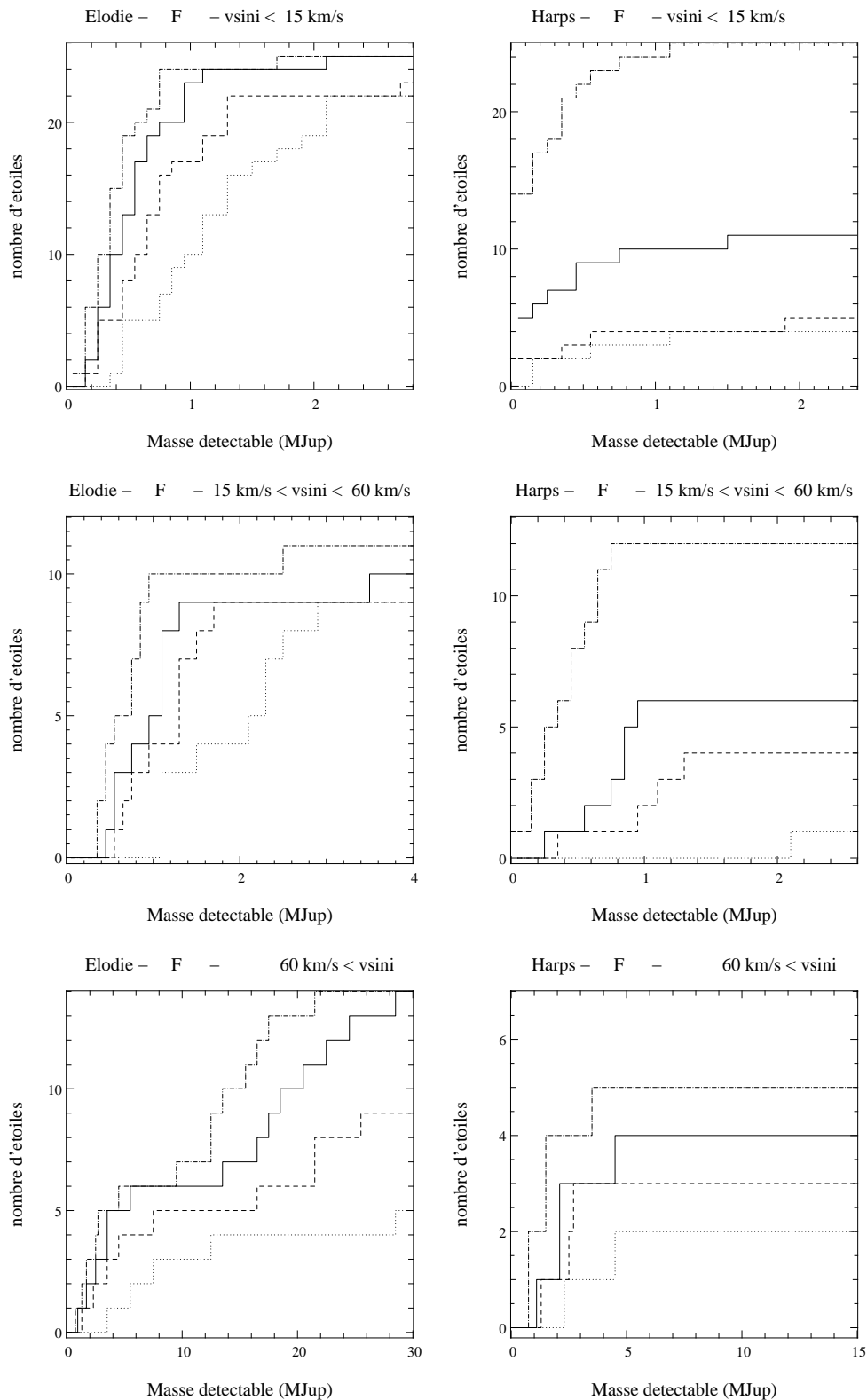


FIG. 4.18 – Histogramme des planètes exclues autour d'étoiles F, avec ELODIE (à gauche) et HARPS (à droite), pour différentes catégories de $v \sin i$. Pour chaque cas, quatre histogrammes sont tracés, correspondant à quatre périodes différentes : 2 (traits pointillés), 10 (traits pleins), 200 (traitillés) et 500 (pointillés) jours.

Publication II.

A planet found with ELODIE
around the F6V star HD 33564.

Extrasolar planets and brown dwarfs around A-F type stars [★]

II. A planet found with ELODIE around the F6V star HD 33564.

F. Galland^{1,2}, A.-M. Lagrange¹, S. Udry², A. Chelli¹, F. Pepe², J.-L. Beuzit¹, and M. Mayor²

¹ Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, BP 53, 38041 Grenoble, France

² Observatoire de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

Received 3 June 2005 / Accepted 3 September 2005

Abstract.

We present here the detection of a planet orbiting around the F6V star HD 33564. The radial velocity measurements, obtained with the ELODIE echelle spectrograph at the Haute-Provence Observatory, show a variation with a period of 388 days. Assuming a primary mass of $1.25 M_{\odot}$, the best Keplerian fit to the data leads to a minimum mass of $9.1 M_{Jup}$ for the companion.

Key words. techniques: radial velocities - stars: binaries: spectroscopic - stars: early-type - stars: brown dwarfs - planetary systems

1. Introduction

Radial velocity surveys have led to the detection of more than 150 planets during the past decade ¹. So far, they have been limited to solar and later-type stars ($\geq F7$), as it was thought that planets around more massive stars were not accessible to radial velocity techniques. They present a small number of stellar lines, usually broadened and blended by stellar rotation. However, we recently showed (Galland et al., 2005a, Paper I) that with a new radial velocity measurement method, it was possible to detect planets even around early A-type stars. Finding planets around massive stars is of importance, as this will allow us to test planetary formation and evolution processes around a larger variety of objects.

We have started a radial velocity survey dedicated to the search for extrasolar planets and brown dwarfs around a volume-limited sample of A-F Main-Sequence stars i) with the ELODIE fiber-fed echelle spectrograph (Baranne et al. 1996) mounted on the 1.93-m telescope at the Observatoire de Haute-Provence (CNRS, France) in the northern hemisphere, and ii) with the HARPS spectrograph (Pepe et al. 2002) installed on the 3.6-m ESO telescope at La Silla Observatory (ESO, Chile) in the southern hemisphere. The method, achieved detection limits as well as estimates of the minimum detectable masses are described in Paper I. We present here the detection

of a planet around one of the objects surveyed with ELODIE, HD 33564. Section 2 provides the stellar properties, the results of the radial velocity fit and related comments. In Section 3, we rule out other possible origins of the observed radial velocity variations. Finally, we discuss the status of this system in the last section.

2. A planet around HD 33564

2.1. Stellar properties

HD 33564 (HIP 25110, HR 1686) is located at 21.0 pc from the Sun (ESA 1997). Stellar parameters such as mass $M_1 = 1.25_{-0.04}^{+0.03} M_{\odot}$, age $3.0_{-0.3}^{+0.6}$ Gyr, metallicity $[Fe/H] = -0.12$ are taken from Nordström et al. (2004). Rotational velocity $v \sin i = 12 \text{ km s}^{-1}$, effective temperature $T_{\text{eff}} = 6250 \text{ K}$, and surface gravity $\log g = 4.0$ are taken from Acke & Waelkens (2004), see Table 1. These values are consistent with an F6V spectral type, commonly attributed to this star as e.g. in the HIPPARCOS catalogue (ESA 1997) or in the Bright Star Catalogue (Hoffleit et al. 1991).

An infrared excess has been detected at $60 \mu\text{m}$ toward HD 33564 (DM+79 169) with IRAS (Aumann 1985, Patten & Willson 1991), which suggested that this star could be a Vega-like star, surrounded by a cold (65 K) dusty circumstellar disk, remnant of the formation of the system. Indeed, some Spitzer results show that this infrared excess is due to a background galaxy and not to a circumstellar disk around HD 33564 (Bryden et al. 2006).

Send offprint requests to: F. Galland,
e-mail: Franck.Galland@obs.ujf-grenoble.fr

^{*} Based on observations made with the ELODIE spectrograph at the Observatoire de Haute-Provence (CNRS, France).

¹ A comprehensive list of known exoplanets is available at <http://www.obspm.fr/encycl/cat1.html>

Table 1. HD 33564 stellar properties. Photometric and astrometric data are extracted from the HIPPARCOS catalogue (ESA 1997); spectroscopic data are from Nordström et al. (2004) and Acke & Waelkens (2004).

Parameter	HD 33564	
Spectral Type	F6V	
$v \sin i$	[km s ⁻¹]	12
V	5.08	
B-V	0.506	
π	[mas]	47.66 ± 0.52
Distance	[pc]	21.0
M_V	3.47	
[Fe/H]	-0.12	
T_{eff}	[K]	6250
log g	4.0	
M_1	[M_{\odot}]	1.25 ^{+0.03} _{-0.04}
Age	[Gyr]	3.0 ^{+0.6} _{-0.3}

2.2. Radial velocity measurements

By April 2005, 15 spectra have been acquired with ELODIE over a time span of 417 days. The wavelength range of the spectra is 3850-6800 Å. The typical exposure time was 15 min, leading to S/N equal to ~ 150 . The exposures were performed with the simultaneous-thorium mode to follow and correct for the local astroclimatic drift of the instrument. The radial velocities have been measured using the method described in Chelli (2000) and Paper I. They are displayed in Fig 1. The uncertainty is 11 m s⁻¹ on average. It is consistent with the value of 10 m s⁻¹ obtained from simulations in Paper I by applying the relation between the radial velocity uncertainties and $v \sin i$ to HD 33564, with S/N values equal to 150.

2.3. Orbital parameters

The amplitude of the radial velocity variations is much larger than the uncertainties. The orbital parameters derived from the best Keplerian solution (Fig. 1) are given in Table 2. The residuals dispersion is 7 m s⁻¹. The eccentricity is 0.34. Assuming a primary mass of 1.25 M_{\odot} , the companion mass falls in the planetary domain, with a minimum mass of 9.1 M_{Jup} . The orbital period is 388 days (separation of 1.1 AU).

Note that the maximum of the radial velocity variations could not be observed. The orbital period is close to one year and a long time will still be necessary to be able to cover the whole phase. To quantify the resulting uncertainty on $m_2 \sin i$, we tried several fits fixing different values for the eccentricity. We find that residuals are acceptable with values of this eccentricity between 0.28 and 0.40. The resulting minimum mass ranges then from 8.7 to 9.6 M_{Jup} , hence an uncertainty of 6% on the minimum mass corresponding to the best solution (given the primary mass).

Besides, this star was also observed with the CORAVEL spectrograph. The obtained radial velocities are constant over 4 years given uncertainties of 500 m s⁻¹ on average. The radial velocity variations obtained with ELODIE have a semi-amplitude lower than 250 m s⁻¹, not detectable with CORAVEL.

Table 2. ELODIE best orbital solution for HD 33564.

Parameter	HD 33564	
P	[days]	388 ± 3
T	[JD-2400000]	52603 ± 8
e	0.34 ± 0.02	
γ	[km s ⁻¹]	0.107 ± 0.006
ω	[deg]	205 ± 4
K	[km s ⁻¹]	0.232 ± 0.005
N_{meas}	15	
$\sigma(O - C)$	[m s ⁻¹]	6.7
$a_1 \sin i$	[10 ⁻³ AU]	7.8
f(m)	[10 ⁻⁷ M_{\odot}]	4.21
M_1	[M_{\odot}]	1.25
$m_2 \sin i$	[M_{Jup}]	9.1
a	[AU]	1.1

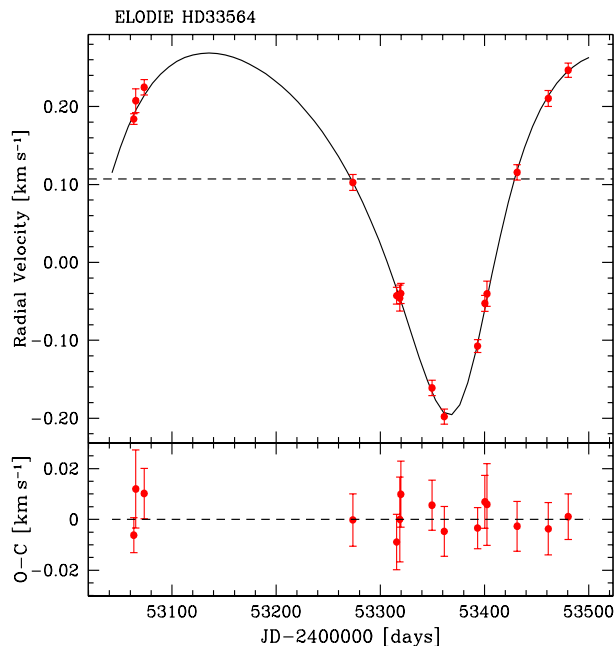


Fig. 1. Top: ELODIE radial velocities and orbital solution for HD 33564. Bottom: Residuals to the fitted orbital solution.

3. Ruling out other origins of the variations

3.1. A single star

HD 33564 is referenced as a double star, but the high difference between the proper motions of the two components indicates that they are probably not bound. Besides, the separation between the two components is larger than 6 arcsec, so that the flux from the secondary does not enter into the fiber of the spectrograph, even in bad seeing conditions. Hence, the spectra are not polluted by the secondary spectra. In both cases, the presence of the secondary is not responsible for the observed radial velocity variations of the considered component, HD 33564 A.

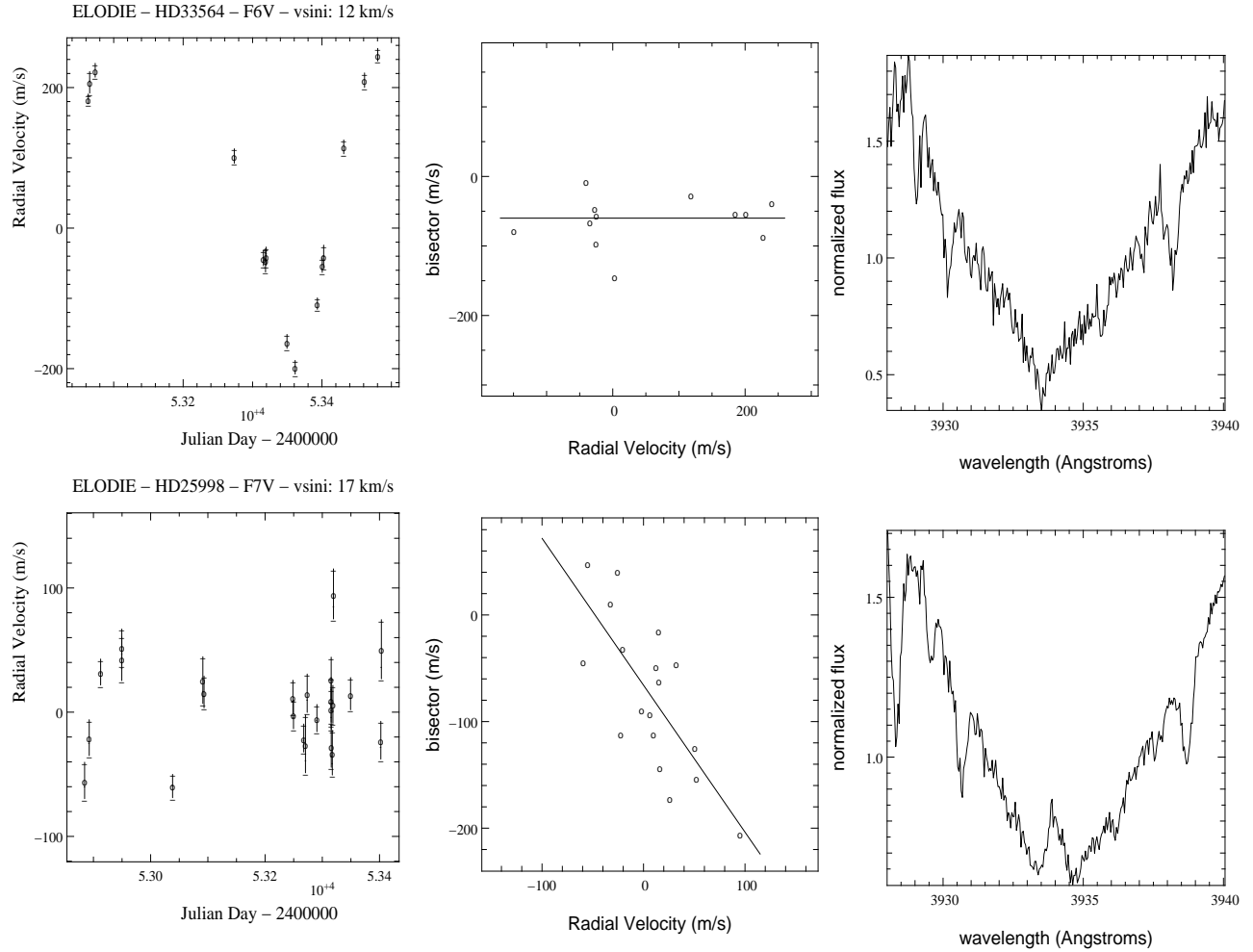


Fig. 3. Left: radial velocity measurements of HD 33564 (top) and HD 25998 (bottom): they are significantly variable. Center: the line bisector (see text) is not variable for HD 33564, while it is variable for HD 25998, in a similar range, and linearly related to the radial velocities. This is typical of the presence of spots, induced by stellar activity (Queloz et al. 2001a). Right: no emission in the Ca K line in the case of HD 33564, emission in the case of HD 25998.

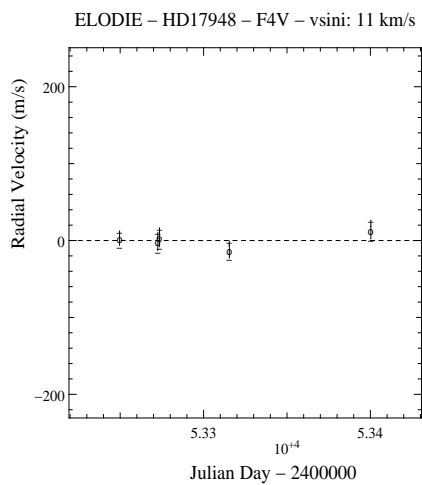


Fig. 2. ELODIE radial velocity data for HD 17948, a star constant in radial velocity (dispersion of 8.4 m s^{-1}), similar and close to HD 33564. The vertical scale is identical to the one in Fig. 1.

3.2. A similar star constant in radial velocity

To rule out any possibility of artifact linked with the Earth orbital motion, we show in Fig. 2 the radial velocities of a similar star, close to HD 33564, but constant within the present level of uncertainties: HD 17948 is an F4V star with $v \sin i = 11 \text{ km s}^{-1}$. It also belongs to our ELODIE survey. By April 2005, 5 spectra have been gathered for this star, with S/N equal to 136 on average. The typical uncertainty is 10 m s^{-1} comparable to the one obtained for HD 33564. The observed radial velocity dispersion of 8.4 m s^{-1} shows that star is constant over the 150 days of the measurement span.

3.3. An activity-quiet star

We show here that activity is not responsible for the radial velocity variations of HD 33564. First, the bisector shape of the lines is estimated on the cross-correlation function (inverse bisector slope) in the same way as in Queloz et al. (2001a). It is displayed in Fig 3, together with the one of a known active star (Gray et al. 2003) included in our ELODIE survey, HD 25998 (F7V, $v \sin i = 17 \text{ km s}^{-1}$), for comparison. It is flat i.e. there is

no correlation between the radial velocities and the shape of the lines for HD 33564. On the other hand, it varies linearly with the radial velocity in the case of HD 25998 (the slope value is -1.4), which is typical of spots induced by stellar activity (see Queloz et al. 2001a for further details).

Moreover, no emission in the core of the Ca II lines is observed (see Fig 3 for the case of the Ca II K line). The chromospheric flux in the Ca II K and H lines of HD 33564 has been measured by e.g. Gray et al. (2003), who gives an activity index $\log(R'_{HK}) = -4.95$, leading to the classification of HD 33564 as an inactive star. For comparison, the value of $\log(R'_{HK})$ is -4.47 in the case of the active star HD 25998. Hence, contrary to HD 25998, activity is not responsible for the radial velocity variations observed for HD 33564. This is also confirmed by the fact that the period of the radial velocity variations is much larger than the rotational period of HD 33564 (less than 7 days given its value of $v \sin i$).

4. Status of the HD 33564 system

So far 16 stars with spectral type between F7 and F9 have been reported as hosting possible planets detected through radial velocities. HD 33564 is, to our knowledge, the earliest spectral type star around which a companion with $m_2 \sin i$ in the planetary domain has been announced. The reported $m_2 \sin i$'s range between 0.4 and 11 M_{Jup} . Four objects, namely HD 23596, HD 89744, HD 114762 and HD 136118, are found with $m_2 \sin i \geq 5 M_{Jup}$ i.e. 8.0, 7.2, 11.0 and 11.9 M_{Jup} , respectively. The corresponding estimated planet-star separations are 2.7, 0.88, 0.37 and 2.3 AU, respectively. HD 33564, with $m_2 \sin i = 9.1 M_{Jup}$ and $a = 1.1$ AU, falls in a similar (mass, separation) domain. Knowing the inclination of these systems would be very important for constraining planet formation models. If their true masses are found to be planetary, one may wonder how such massive planets could form and stand so close to their parent stars. Whether migration has occurred or whether the planets have been formed by gravitational collapse rather than by a scenario including accretion onto a solid core are possibilities that need to be investigated. The proposed idea that "the more massive the star, the more massive the planets hosted" is also very interesting. Studies on lower mass stars (Lin & Ida 2005) show such a trend, does it exist for A-F type stars?

Besides, we may emphasize the low value of the metallicity for HD 33564, which is not common among stars hosting planets. There is however no metallicity trend for the early-type stars with massive planets mentioned above.

5. Conclusions

We have presented here the first detection of a planet around one of the objects surveyed in our ELODIE program, HD 33564, an F6V star with $v \sin i = 12 \text{ km s}^{-1}$. The best Keplerian solution derived from the radial velocity measurements leads to a minimum mass of 9.1 M_{Jup} and a period of 388 days, hence a separation of 1.1 AU.

This result is a first step toward the extension of the study of planet and brown-dwarf formation processes to stars ear-

lier than F7. This is fundamental for a global understanding of the most interesting planetary formation mechanisms involved. For example, one of the question to be addressed is whether the planetary masses depend on the primary stellar masses: the more massive the star, the more massive the planets hosted ?

Acknowledgements. We acknowledge support from the French CNRS. We are grateful to the Observatoire de Haute-Provence (OHP) and to the Programme National de Planétologie (PNP, INSU) for the time allocation, and to their technical staff.

These results have made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France.

References

- Acke, B., Waelkens, C., 2004, A&A, 427, 1009
 Aumann, H.H., 1985, PASP, 97, 885
 Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, A&A 119, 373
 Chelli, A., 2000, A&A 358, L59
 Galland, F., Lagrange, A.M., Udry, S., et al. 2005a, A&A, accepted.
 Gray, R.O., Corbally, C.J., Garrison, R.F., et al. 2003, AJ 126, 2048
 Glebocki et al., 2000, Rotational Velocities of Stars
 ESA 1997, The Hipparcos and Tycho Cat, ESA SP-1200
 Hoffleit, D., Warren Jr, W.H., 1991, Bright Star Catalogue (5th Revised Ed.), NSSDC/ADC
 Lagrange, A.M., Backman, D.E. and Artymowicz, P., 2000, in Protostars and Planets IV (Book - Tucson: University of Arizona Press; eds Mannings, V., Boss, A.P., Russell, S. S.), p. 639
 Lagrange, A.M., Augereau, J.C., 2004, in Planetary systems and planets in systems, ISSI workshop
 Ida, S., Lin, D.N.C, 2005, ApJ, 626, 10451
 Mayor, M., Queloz, D., 1995, Nature, 378, 355
 Nordstrom B., Mayor, M., Andersen J., et al., 2004, A&A 418, 989
 Patten, B.M., Willson, L.A., 1991, AJ, 102, 123
 Pepe, F., Mayor, M., Rupprecht, G., et al. 2002, The ESO Messenger, 110, 9
 Queloz, D., Henry, G. W., Sivan, J. P., et al. 2001, A&A, 379, 279
 Udry, S., Mayor, M., Queloz, D., 2003, in *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets*, ASP Conf. Ser., in press
 Udry, S., Mayor, M., Santos, N.C., 2003, A&A, 407, 369
 Walker, H.J., Wolstencroft, R.D., PASP, 1988, 100, 1509

Étude en vitesses radiales
d'étoiles à disque

Chapitre 5

Étude en vitesses radiales d'étoiles à disque

La formation des planètes étant supposée se dérouler au sein des disques de matière entourant une étoile en formation, les cas où un disque de matière a été détecté sont des candidats privilégiés pour la recherche de planètes extrasolaires.

5.1 Cas de β Pictoris

β Pictoris est une étoile de type spectral A5V, âgée d'environ 20 millions d'années (Barrado Y Navascues et al. 1999), qui a fait l'objet d'investigations approfondies depuis la découverte d'un disque circumstellaire (Smith & Terrile 1984). Ce disque de poussières circumstellaires est surtout constitué de particules assez grandes (plus d'un micromètre); il s'étend sur plus de 1000 UA et possède une zone centrale de rayon environ 35 UA qui est assez pauvre en poussières. La déformation du disque observée depuis, et l'absence de matière en son centre, ont été interprétées comme des indices de l'existence d'une ou plusieurs planètes géantes (Mouillet et al. 1997, Augereau et al. 2001). De plus, l'observation de la chute rapide et variable dans le temps de gaz ionisé vers l'étoile a été attribuée à des comètes s'approchant de l'étoile (Ferlet et al. 1987, Lagrange et al. 1988, Beust et al. 1990), comètes dont l'orbite aurait été déstabilisée par une ou des planète(s) géante(s) se trouvant à quelques UA de l'étoile (Beust & Morbidelli 1996, 2000). β Pictoris est donc un candidat privilégié dans la recherche de planètes autour d'étoiles A. Un grand nombre de spectres de cette étoile ont été obtenus, avec les spectrographes CORALIE et HARPS.

5.1.1 Mesures effectuées avec CORALIE

CORALIE est un spectrographe échelle (68 ordres) haute résolution (50 000), alimenté par deux fibres optiques; il est installé sur le télescope Suisse de 1,2 m à l'Observatoire de La Silla. Sa couverture spectrale va de 3900 à 6800 Å.

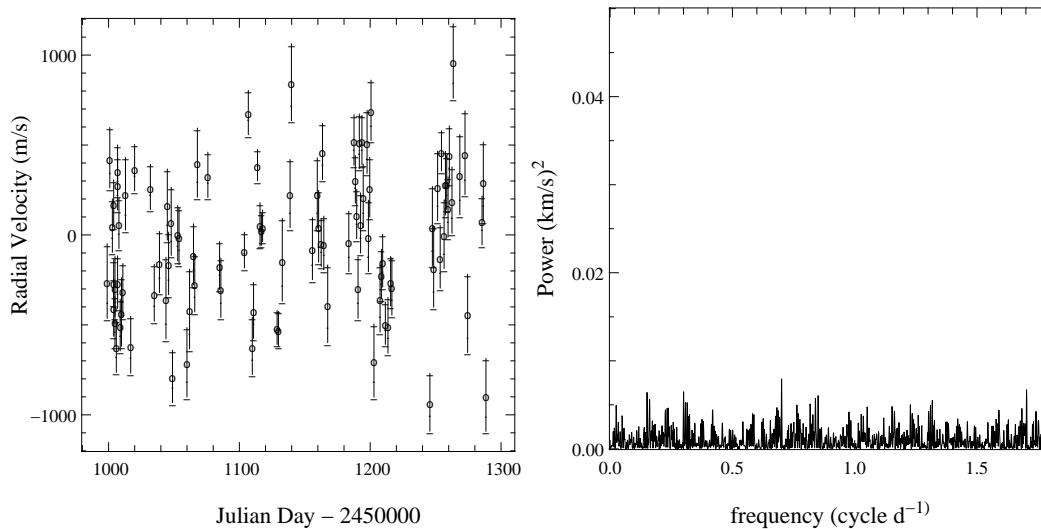


FIG. 5.1 – Vitesses radiales mesurées (à gauche) et périodogramme associé (à droite), obtenus dans le cas de β Pictoris en utilisant le spectrographe CORALIE.

Vitesses radiales et périodogramme

120 spectres ont été acquis avec CORALIE, entre juillet 1998 et avril 1999. 23 spectres ont été écartés (faible rapport S/N, inférieur à 80), et les vitesses radiales ont été calculées à partir des 97 spectres restant, suivant la démarche décrite précédemment. La dispersion des mesures est de 390 m/s, valeur 2,4 fois plus grande que l'incertitude moyenne des mesures (160 m/s). Les vitesses radiales sont donc assez significativement variables.

On peut calculer le périodogramme des vitesses obtenues (grossièrement, $|\text{TF}[\text{VR}(t)](f)|^2$). Une variation sinusoïdale se traduit par un pic, une variation seulement périodique par un paquet de pics. La figure 5.1 contient les vitesses et le périodogramme obtenus. Sur le périodogramme, la résolution en fréquence (imposée par la durée sur laquelle s'étalent les mesures, ici 285 j) est de $0,020 \mu\text{Hz}$ ($0,0017 \text{ j}^{-1}$). Les fréquences caractéristiques sont les suivantes :

- fréquence de Nyquist (les fréquences supérieures ne sont pas significatives) : si l'échantillonnage était à pas constants, la fréquence de Nyquist (moitié de la fréquence associée à la durée séparant deux points de mesure) serait de : $0,0022 \text{ mHz}$ soit $0,19 \text{ j}^{-1}$ (chacune des 97 mesures seraient séparées de 2,9 j). Mais en réalité, l'échantillonnage est non régulier : il existe des séquences à plus haute cadence, et on peut ainsi explorer des fréquences allant jusqu'à typiquement $0,02 \text{ mHz}$ soit $1,7 \text{ j}^{-1}$.
- La fréquence associée à la durée moyenne des poses (ici 200 à 400 s) : $2,5$ à 5 mHz soit 216 j^{-1} (au-delà de la fréquence de Nyquist, naturellement).
- La période de rotation de l'étoile sur elle-même. Pour β Pic : environ 16 h, ce qui correspond à une fréquence d'environ $0,017 \text{ mHz}$ soit $1,5 \text{ j}^{-1}$.

Aucune de ces fréquences ne ressort du périodogramme.

Au début de nos recherches, il était apparu une période de 29 j dans les variations de

vitesse radiale, si l'on ne choisissait pas correctement les fréquences de coupure et les plages de longueur d'onde utilisées. Avec du recul, cette période pouvait être associée par exemple à la période de pompage de l'instrument (1 mois), qui pouvait entraîner des variations de la lumière diffusée, et donc des variations dans les spectres obtenus. Avec un choix correct des paramètres intervenants dans la méthode de calcul, ces variations de lumière diffusée

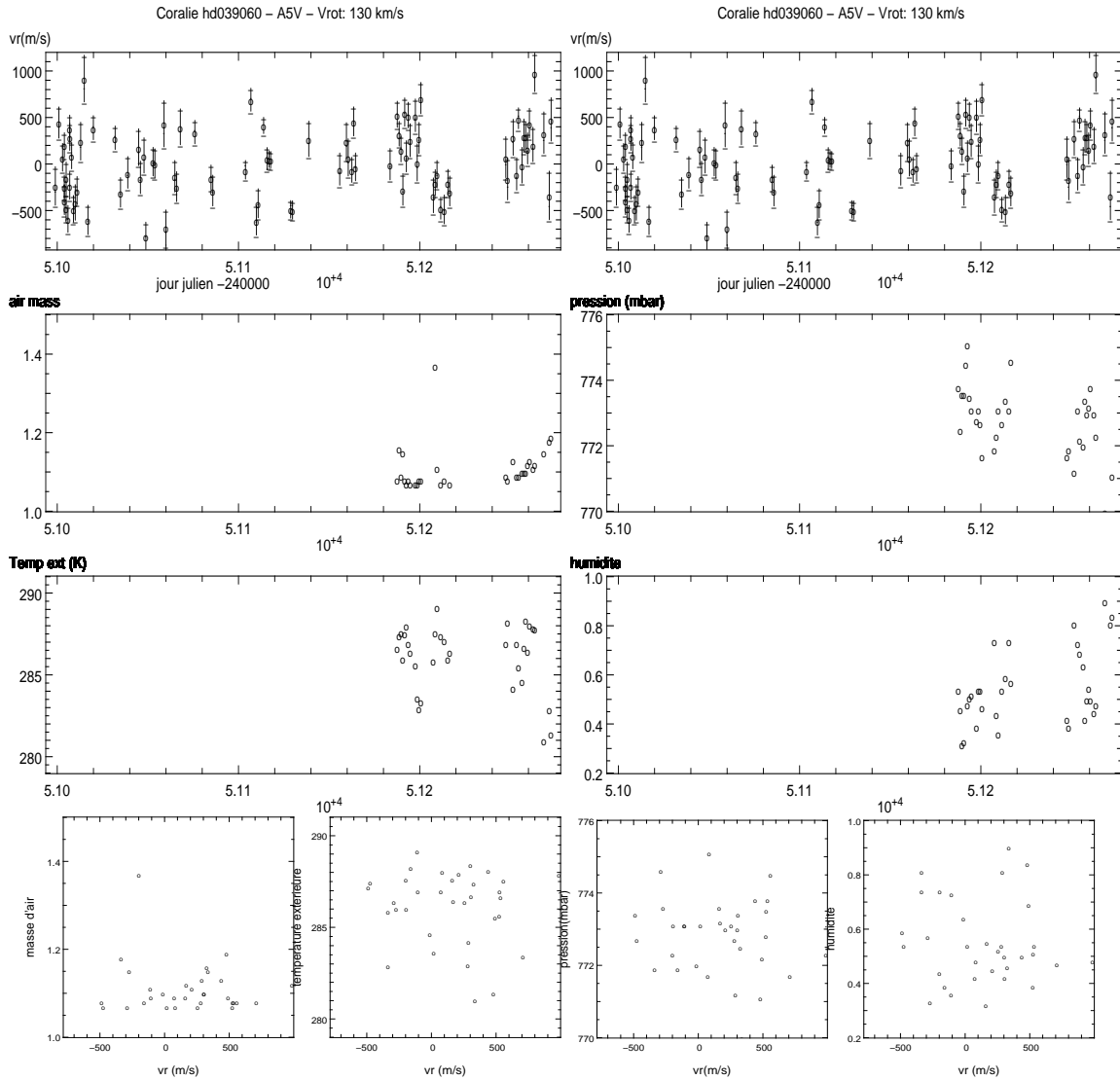


FIG. 5.2 – Recherche d'une corrélation entre vitesses radiales et masse d'air, température extérieure, pression, humidité.

n'affecteraient pas le calcul des vitesses, ce qui expliquerait que l'on n'obtienne pas de variation périodique des vitesses avec un choix correct des fréquences de coupure et des plages de longueur d'onde utilisées. Ceci dit, les vitesses radiales sont assez significativement variables (dispersion 2,4 fois plus grande que l'incertitude moyenne) ; quelle interprétation en donner ?

Recherche de corrélation avec les conditions d'observation

Nous avons cherché une corrélation entre les variations de vitesse radiale et les variations de flux. Le coefficient de corrélation est de 0,13 : ces variations ne sont pas corrélées. De même, nous avons cherché des corrélations entre les vitesses mesurées et la masse d'air, la température extérieure, la pression, l'humidité (par exemple, en présence de forte humidité, les raies telluriques risquent d'être plus présentes). La figure 5.2 montre l'évolution de ces grandeurs en fonction du temps et en fonction des vitesses radiales. Il n'apparaît pas de corrélation. La mesure de vitesses radiales avec un instrument permettant d'obtenir une meilleure précision de mesure devrait permettre d'y voir plus clair...

5.1.2 Mesures effectuées avec HARPS*Courbe de vitesses radiales et périodogramme*

258 spectres de β Pictoris ont été acquis avec HARPS entre novembre 2003 et mars 2004. 29 spectres ont été écartés (faible rapport S/N, inférieur à 80) et les vitesses radiales ont été calculées à partir des 229 spectres restant, suivant la démarche décrite précédemment.

La figure 5.3 montre les vitesses radiales obtenues ; la dispersion des vitesses radiales est de 250 m/s, soit 3,9 fois la précision atteinte (65 m/s en moyenne). Les vitesses sont donc bien significativement variables, ce sur des échelles de temps très courtes : les variations sont de plusieurs centaines de m/s avec des échelles de temps inférieures à l'heure. Le périodogramme ne montre pas de pic entre 1 et 180 jours, ce qui exclut une origine planétaire pour ces variations.

Ces mesures ont par ailleurs été l'occasion de vérifier la pertinence des vitesses et des incertitudes calculées : sur 230 poses en tout, 218 peuvent se regrouper par couple de deux poses consécutives (séparées de seulement quelques minutes) ; les vitesses correspondant à chaque couple de mesure sont compatibles entre-elles en considérant des barres d'erreur de $2 \epsilon_{vr}$. Une autre façon de procéder consiste à calculer la moyenne des écarts entre les vitesses mesurées pour chaque couple : on obtient $1,1 \epsilon_{vr}$ comme valeur médiane de ces écarts, ce qui confirme que l'erreur est calculée de façon satisfaisante.

Sur ces périodogrammes, la résolution en fréquence (imposée par la durée sur laquelle s'étalent les mesures, ici 127 j) est de $0,045 \mu\text{Hz}$ soit $0,0039 \text{ j}^{-1}$. Les fréquences caractéristiques sont les suivantes :

- fréquence de Nyquist : si l'échantillonnage était à pas constant : $0,0105 \text{ mHz}$ soit $0,9 \text{ j}^{-1}$ (chacune des 230 mesures seraient séparées de 13,2 h). Mais en réalité, l'échantillonnage est non régulier : il existe des séquences à plus haute cadence, et on peut ainsi explorer des fréquences allant jusqu'à typiquement $0,5 \text{ mHz}$ soit 50 j^{-1} .
- la durée moyenne des poses, de l'ordre de 30 secondes, correspond à une fréquence de 33 mHz soit 2800 j^{-1} , nettement supérieure à la fréquence de Nyquist.
- la période de rotation de l'étoile sur elle-même. Pour β Pic : environ 16 h, ce qui correspond à une fréquence d'environ $0,017 \text{ mHz}$ soit $1,5 \text{ j}^{-1}$.

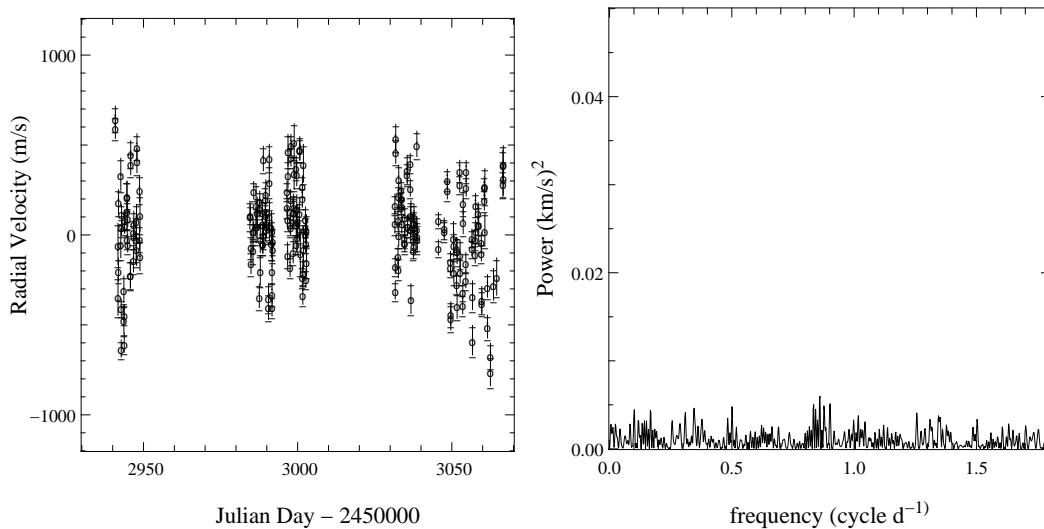


FIG. 5.3 – Vitesses radiales mesurées (à gauche) et périodogramme associé (à droite), obtenus dans le cas de β Pictoris en utilisant le spectrographe HARPS.

Aucune de ces fréquences ne ressort du périodogramme.

Influence du disque, des comètes ?

La présence du disque de poussière et de gaz, et/ou de comètes, pourrait-elle expliquer les variations observées de vitesse radiale ? En tout cas, le scénario cométaire est basé sur l’observation de fortes variations dans certaines raies du spectre stellaire, pour des éléments ionisés tels que CaII, FeII, MgII, AlIII (Lagrange et al. 2000).

Cependant, le calcul des fonctions de corrélation des spectres avec un masque binaire ne prenant en compte que les raies d’éléments neutres ne montre pas de telles variations spectrales pour ces éléments neutres. Les comètes ne produiraient donc pas de trace détectable dans les raies d’éléments neutres. Or, les vitesses recalculées en ne conservant que les raies correspondant aux éléments neutres, à potentiel d’ionisation peu élevé i.e. facilement ionisables, sont les mêmes au bruit près que celles obtenues en prenant en compte toutes les raies (sauf HI et CaII). Plus précisément, l’écart entre les vitesses radiales calculées en sélectionnant ou non les raies des éléments les plus facilement ionisables, est de 1 m/s (valeur médiane), avec un écart-type de 78 m/s, alors que l’erreur est de 101 m/s en moyenne (valeur issue de l’erreur calculée ϵ_{vr}) sur chaque mesure de vitesse radiale.

Une origine cométaire ou en relation avec l’environnement de poussière et de gaz proche de l’étoile est donc écartée.

Des pulsations comme origine des variations de vitesse radiale

Même si l’échantillonnage temporel des mesures ne permet pas *a priori* une analyse détaillée des variations à très courte période, le grand nombre des spectres acquis avec

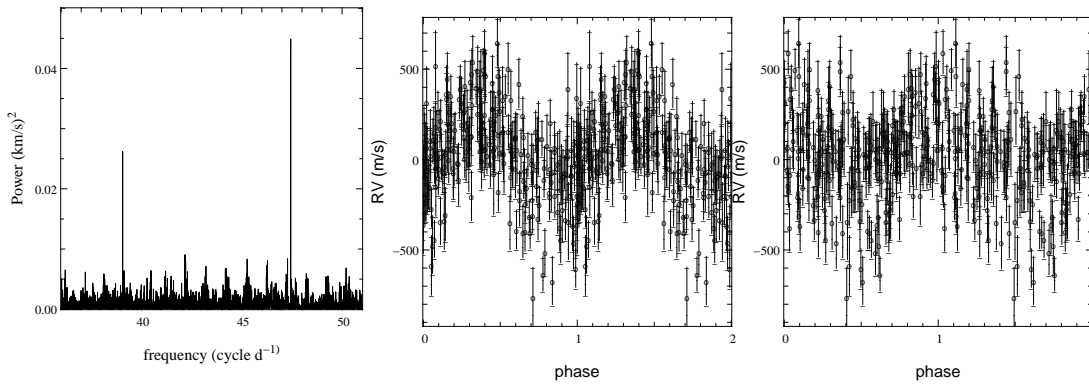


FIG. 5.4 – Périodogramme haute fréquence des vitesses radiales obtenues avec HARPS pour β Pictoris (à gauche), ainsi que les vitesses radiales phasées aux périodes correspondantes (au centre et à droite).

HARPS permet de mettre en évidence deux fréquences caractéristiques de pulsations : $47,44 \pm 0,01 \text{ jour}^{-1}$ (période de 30,4 minutes) et $39,05 \pm 0,01 \text{ jour}^{-1}$ (période de 36,9 minutes), comme le montre la figure 5.4. Des variations photométriques avec ces mêmes périodes avaient d'ailleurs été mises en évidence par Koen et al. (2003). Le phasage des vitesses avec ces périodes confirme la réalité de ces périodes. Si on corrige les vitesses mesurées d'un ajustement consistant en deux sinusoides à ces périodes, l'écart-type des vitesses diminue de 252 à 182 m/s, ce qui est encore très supérieur à la valeur des incertitudes, 65 m/s en moyenne. Mais l'estimation de ces incertitudes suppose que les spectres sont seulement décalés et ne subissent pas de déformation. Or, le spectre d'une étoile pulsante subit des déformations, et les incertitudes pourraient donc être sous-estimées dans ce cas.

La présence de pulsations dans le cas de β Pictoris n'est pas étonnante, car cette étoile appartient à l'intersection de la bande d'instabilité avec la séquence principale (à son extrême bord gauche pour être plus précis : $B - V = 0,17$), et est donc susceptible d'être le siège de pulsations. Comme la période des pulsations décrites ci-dessus est supérieure à 6,5 heures et que sa masse est supérieure à $1,9 M_{\odot}$, β Pictoris appartiendrait à la catégorie des δ Scuti, subissant ainsi des pulsations de mode p excitées par le mécanisme κ , avec l'HeII (Handler et al. 2002, Breger et al. 2000). Ce mécanisme met en jeu une compression dans les régions où l'hélium est ionisé, ce qui engendre une augmentation de l'opacité (κ), d'où une plus grande rétention de la chaleur, servant à augmenter l'amplitude des oscillations (Schatzman & Praderie 1990).

Contraintes sur un éventuel compagnon

En supposant une orbite circulaire, les données obtenues avec CORALIE excluent la présence d'une planète avec une période comprise typiquement entre 1 et 600 jours (donc une séparation comprise entre 0,03 et 1,8 UA) et avec une semi-amplitude des vitesses induites plus grande que 400 m/s. Les données HARPS excluent même la présence d'une planète avec une période comprise typiquement entre 1 et 350 jours (donc une séparation comprise entre 0,03 et 1,2 UA) et avec une semi-amplitude des vitesses induites plus grande que 250 m/s

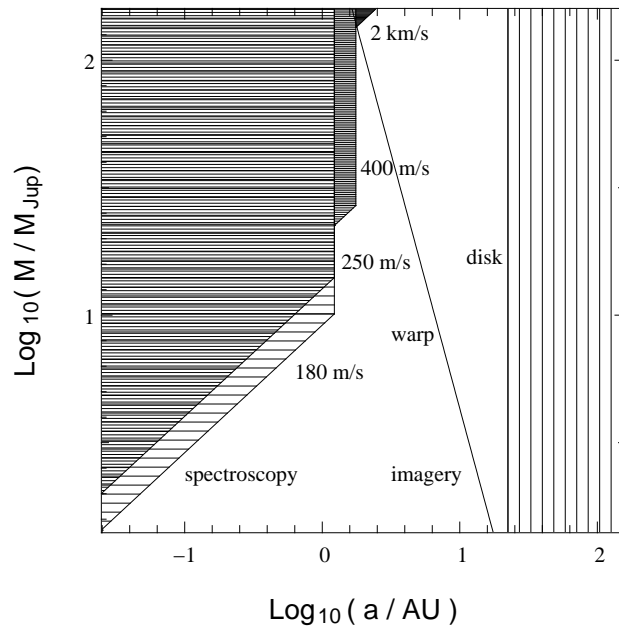


FIG. 5.5 – Domaine (masse (M) / séparation (a)) dans lequel on peut exclure l'existence d'une planète avec les mesures de vitesse radiale obtenues pour β Pictoris (zone hachurée à gauche) : les limites de 180 et 250 m s^{-1} correspondent à HARPS, celle à 400 m s^{-1} à CORALIE. La ligne indique les caractéristiques possibles d'une planète qui serait responsable de la déformation du disque (Mouillet al. 1997). La localisation du disque est également indiquée (à droite).

sans tenir compte des pulsations mises en évidence, voire 180 m/s si on corrige les vitesses des variations attribuées aux pulsations.

Sur la figure 5.5 est reproduit le domaine (masse, séparation) contraint par la déformation du disque (Mouillet et al. 1997, Augereau et al. 2001), ainsi que le domaine exclu par les mesures de vitesse radiale décrites ici. Ainsi, la présence d'une planète géante et proche de l'étoile est exclue ($2 M_{\text{Jup}}$ à 0,05 UA, $9 M_{\text{Jup}}$ à 1 UA).

Il faut noter qu'une variation sur une échelle de temps de quelques centaines de jours, qui se superposerait aux variations induites par la présence de pulsations, n'est pas exclue ; une telle tendance pourrait se dessiner sur la courbe des vitesses radiales.

5.2 Autres étoiles à disque

- HD 100546 (B9V, 103pc, PMS) possède un disque incliné d'environ 40 degrés (Augereau et al. 2001). Les mesures de vitesse radiale effectuées sur les spectres dont nous disposons, obtenus avec CORALIE, ne sont pas significativement variables (Fig 5.6, gauche).

Sur la figure 5.6 (droite) est représenté le diagramme (séparation, masse) d'exclusion résultant, en prenant comme amplitude limite des vitesses radiales 2 km/s , et comme périodes extrêmes 2 jours et 2 fois 120 jours. On peut ainsi exclure l'existence d'un compagnon plus massif que $70 M_{\text{Jup}}$ et plus proche que 0,3 UA, ou encore 40 M_{Jup} et 0,1 UA.

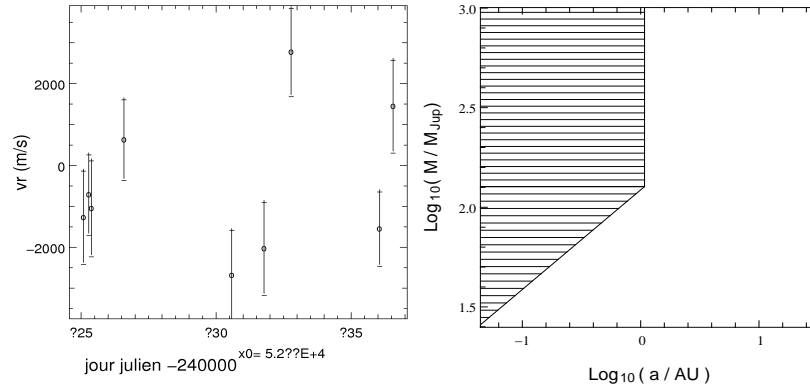


FIG. 5.6 – HD 100546 : vitesses radiales, diagramme d'exclusion.

• HS 109573 : HR 4796 (A0V, 63pc, MS, 8 Myr) appartient à l'association TW Hydrae. Elle possède un disque annulaire, dont la partie interne pourrait être vidée par des planètes (Schneider et al. 1997, Augereau et al. 1999). Ce disque est incliné d'environ 60 degrés par rapport à une orientation pole-on. Les mesures de vitesse radiale effectuées sur les spectres dont nous disposons, obtenus avec CORALIE, ne sont pas significativement variables (Fig 5.7, gauche).

Sur la figure 5.7 (droite) est représenté le diagramme (séparation, masse) d'exclusion résultant, en prenant comme amplitude limite des vitesses radiales 1,5 km/s, et comme périodes extrêmes 2 jours et 2 fois 120 jours. On peut ainsi exclure l'existence d'une planète plus massive que $50 M_{\text{Jup}}$ et plus proche que 0,3 UA, ou encore $30 M_{\text{Jup}}$ et 0,1 UA.

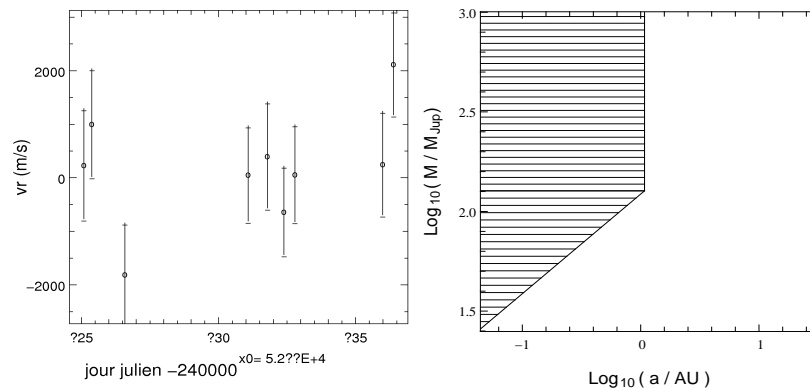


FIG. 5.7 – HD 109573 : vitesses radiales, diagramme d'exclusion.

• HD 141569 (A0V, 99pc, MS) possède un disque dont les structures pourraient être dues à la présence d'un compagnon (Augereau et al. 2004). Ce disque est incliné de 55 degrés par rapport à une orientation pole-on. Les mesures de vitesse radiale effectuées sur les spectres dont nous disposons, obtenus avec CORALIE, ne sont pas significativement variables, bien

qu'une dérive soit possible (Fig 5.8, gauche).

Sur la figure 5.8 (droite) est représenté le diagramme (séparation, masse) d'exclusion résultant, en prenant comme amplitude limite des vitesses radiales 4 km/s, et comme périodes extrêmes 2 jours et 2 fois 45 jours. On peut ainsi exclure l'existence d'un compagnon plus massif que $200 M_{\text{Jup}}$ et plus proche que 0,2 UA (!).

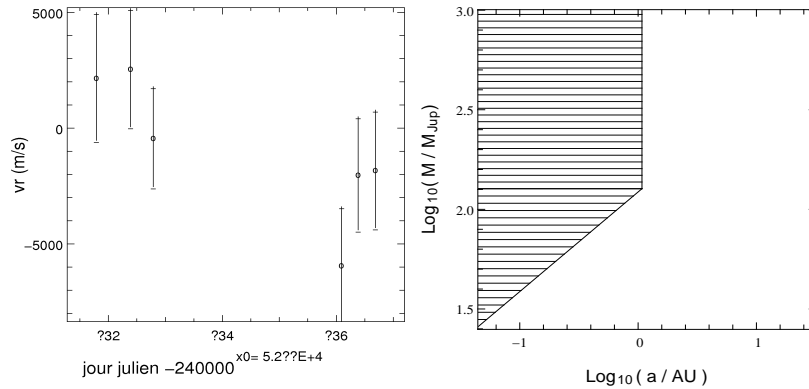


FIG. 5.8 – HD 141569 : vitesses radiales, diagramme d'exclusion.

- HD 172167 (Véga) possède un disque évolué; les mesures de vitesse radiale portant sur les spectres acquis lors de nos recherches systématiques avec ELODIE (Fig. 5.9, gauche), s'étendant sur 577 jours, ne montrent pas de variation vraiment significative (dispersion de 34 m/s pour des incertitudes de 25 m/s en moyenne).

Sur la figure 5.9 (droite) est représenté le diagramme (séparation, masse) d'exclusion résultant, en prenant comme amplitude limite des vitesses radiales 50 m/s, et comme périodes extrêmes 2 jours et 2 fois 577 jours.

On peut ainsi exclure l'existence d'une planète plus massive que $5 M_{\text{Jup}}$ et plus proche que 3 UA, ou encore $3 M_{\text{Jup}}$ et 1 UA, ou encore $1 M_{\text{Jup}}$ et 0,1 UA.

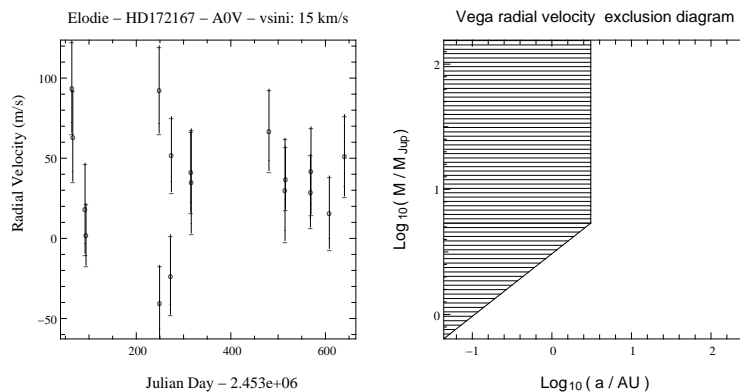


FIG. 5.9 – Véga (ELODIE) : vitesses radiales, diagramme d'exclusion.

Publication III.

β Pictoris : looking for planets,
finding pulsations.

Extrasolar planets and brown dwarfs around A-F type stars [★]

III. β Pictoris : looking for planets, finding pulsations.

F. Galland^{1,2}, A.-M. Lagrange¹, S. Udry², A. Chelli¹, F. Pepe², J.-L. Beuzit¹, and M. Mayor²

¹ Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, BP 53, 38041 Grenoble, France

² Observatoire de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

Received 20 August 2005 / Accepted 23 September 2005

Abstract. In the frame of the search for extrasolar planets and brown dwarfs around early-type stars, we present the results obtained on β Pictoris, which is surrounded by a circumstellar disk that is warped by the presence of a planet. We used 97 spectra acquired with CORALIE and 230 spectra acquired with HARPS to characterize the radial velocity behavior of β Pictoris and to infer constraints on the presence of a planet close to this star. With these data, we were able to exclude the presence of an inner giant planet ($2 M_{Jup}$ at a distance to the star of 0.05 AU, $9 M_{Jup}$ at 1 AU). We also discuss the origin of the observed radial velocity variations in terms of δ Scuti type pulsations.

Key words. techniques: radial velocities - stars: early-type - stars: variable: δ Sct - stars: individual: β Pictoris

1. Introduction

β Pictoris (A5V, 19 pcs, Crifo et al. 1997, ≈ 20 Myrs, Barrado Y Navascues et al. 1999) has been the subject of intensive investigations since the first discovery of an extended (≥ 100 AU) circumstellar disk (Smith and Terrile 1984) and since evidence that the lifetime of the grains in the disk was significantly shorter than the star age. It was then deduced that some grains were permanently formed through collisions among larger, possibly kilometer sized bodies, or perhaps by slow evaporation - at least partly (see Lecavelier Des Etangs et al. 1996). The β Pictoris disk was then considered as the first example of a resolved outer planetary system in a still unknown stage of evolution. Given the star age, it was possible that planets could be already formed or still under formation. Observation of a warp in the inner part of the disk was attributed to gravitational perturbation of the disk by a giant planet whose location could be constrained (Mouillet et al. 1997, Augereau et al. 2001 and references therein). Besides, episodes of strong and rapid infalls of ionized gas were detected and attributed to the evaporation of cometary objects grazing the star (Ferlet et al. 1987, Lagrange et al. 1988, Beust et al. 1990). Again, one or two giant planets within a few AUs were found to be necessary to trigger this infall of cometary bodies towards the star

(Beust & Morbidelli 1996, 2000). Finally, photometric variations were also detected once and possibly (but not exclusively) attributed to the presence of a planet passing the line of sight (Lecavelier Des Etangs et al. 1995, 1997). For a review of these possible pieces of evidence, see e.g. Vidal-Majar et al. (1998) or Lagrange et al. (2000).

Direct detection of planets within a few AUs of a star aged 20 Myrs or more is beyond the capability of current instrumentations. On the other hand, indirect detection through, e.g., radial velocity searches have been restricted to solar type stars until recently. Given the interest in understanding the planet formation process over a wide range of stellar characteristics and especially for massive stars, we set up a radial velocity survey dedicated to the search for planets around A-F type stars, using a dedicated analysis package that allows detection of companions down to planetary masses around such objects (Galland et al. 2005a, Paper I). Here, we present the results of a radial velocity survey of β Pictoris with CORALIE and HARPS performed over a period of several months. The data and the radial velocities obtained are presented in Sect. 2: the radial velocities are significantly variable. We show in Sect. 3 that these variations cannot be attributed to the presence of a planet. Sect. 4 explores other possible origins: stellar or cometary related. The origin of the variations finally involves pulsations of δ Scuti type. In Sect. 5, constraints are put on the remaining possible characteristics for a planet around β Pictoris, taking the new constraints presented in this paper into account.

Send offprint requests to: F. Galland,
e-mail: Franck.Galland@obs.ujf-grenoble.fr

[★] Based on observations made with the HARPS spectrograph at La Silla Observatory (ESO, Chile), and with the CORALIE spectrograph at La Silla Observatory (Swiss telescope).

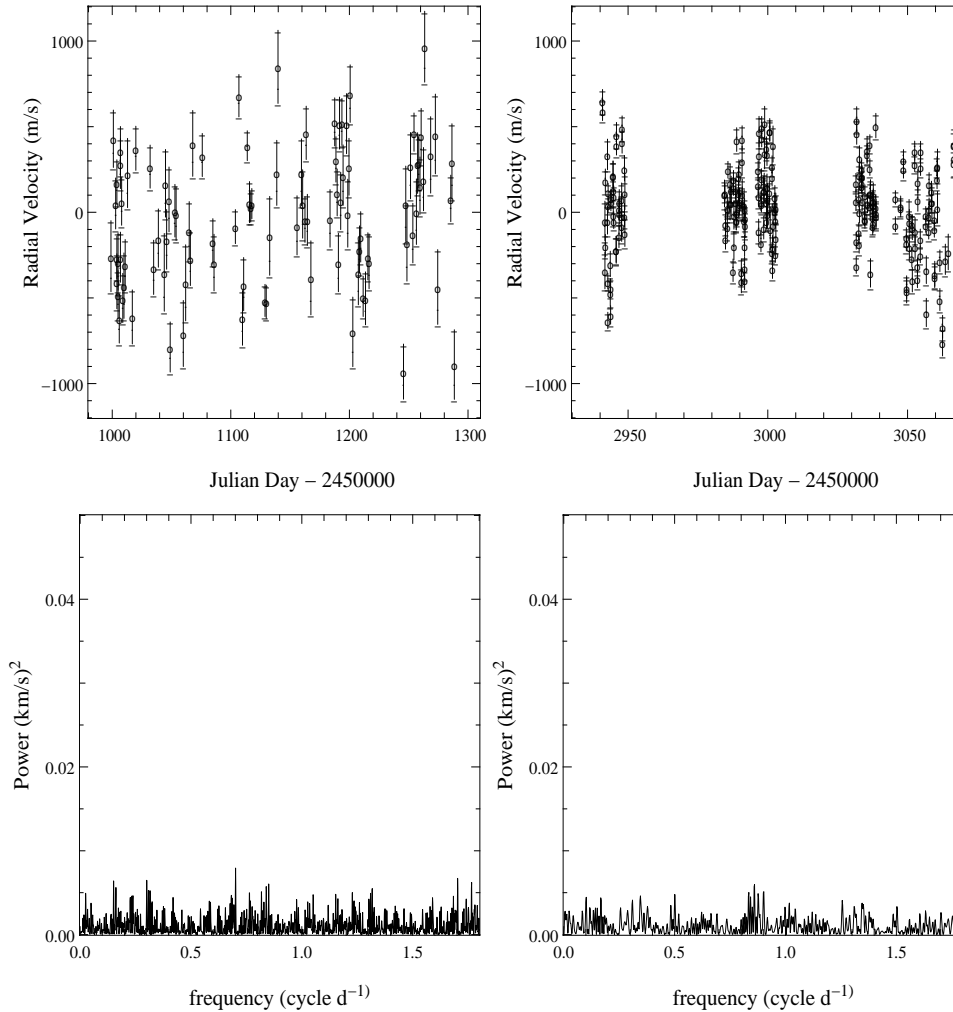


Fig. 1. Radial velocity measurements (top) and related periodograms (bottom), obtained on β Pictoris using the CORALIE (left) and HARPS (right) spectrograph. The scale of the periodograms is the same as in Fig. 2; we used the CLEAN algorithm (see text) for these periodograms.

2. Radial velocity measurements

2.1. CORALIE

We acquired 120 spectra of β Pictoris with the CORALIE spectrograph attached to the 1.2 m Swiss telescope at La Silla between July 1998 and April 1999 with a resolution $R \approx 50\,000$. Of these, 23 spectra with significantly lower S/N were rejected. We then considered the 97 spectra left with a mean S/N of 120. Each spectrum is composed of 68 spectral orders covering the wavelength range 3900Å to 6800Å.

For each spectrum, we selected 32 spectral orders containing deep lines, yet avoiding the strong Ca II and H lines, as well as the orders contaminated by telluric absorption lines. The radial velocities were measured using the method described in Chelli 2000 and in Paper I. They are displayed on Fig. 1 (top, left). The individual uncertainty is 163 m s^{-1} on average.

2.2. HARPS

We acquired 258 spectra of β Pictoris with the HARPS spectrograph during period P73, between November 2003 and March

2004, with a resolution $R \approx 100\,000$. The 29 spectra with lower S/N have been left over. We then considered the 229 spectra left, with a mean S/N of 330 (exposure time of around 1 minute). Each spectrum is formed by 72 spectral orders covering the spectral window [3800Å, 6900Å].

We performed the same treatment as for CORALIE and obtained the radial velocities displayed in Fig. 1 (top, right). The individual uncertainty is 65 m s^{-1} on average, which is consistent with the value of 60 m s^{-1} obtained from simulations in Paper I by applying the relation between the radial velocity uncertainties and $v \sin i$ to β Pictoris, with S/N values equal to 330.

3. No inner giant planet

In the case of CORALIE, the dispersion of the measured radial velocities is 390 m s^{-1} rms, i.e. a factor 2.4 higher than uncertainties. Radial velocities are thus significantly variable, even if the dispersion is still close to the uncertainties.

The periodogram of the CORALIE radial velocities does not show any clear peak in a period range of 1-300 days (Fig. 1, bottom, left). The observed radial velocity variations are thus

not due to the presence of a planet. Note that we used the CLEAN algorithm (Roberts et al. 1987) in order to remove the aliases associated with temporal sampling of the data. This algorithm deconvolves the window function iteratively from the initial “dirty” spectrum to produce the resulting cleaned periodogram; the power obtained at a given frequency is the square of the radial velocity semi-amplitude of the corresponding potential radial velocity periodic variations. Assuming a circular orbit, the data exclude the presence of a planet with a period lying typically between 1 and 600 days (hence a separation between 0.03 and 1.8 AU) and with an induced radial velocity semi-amplitude larger than $\approx 400 \text{ m s}^{-1}$ (Fig. 3).

In the case of HARPS, the dispersion of the measured radial velocities is 252 m s^{-1} rms, i.e. a factor 3.9 higher than uncertainties; so, the radial velocities are really significantly variable. Assuming the same level of radial velocity variations at the time of CORALIE and HARPS observations, this higher factor with HARPS could be explained by its greater stability.

The periodogram of the HARPS radial velocities does not show any clear peak in a period range of 1-180 days (Fig. 1, bottom, right). The observed radial velocity variations are thus not due to the presence of a planet. Assuming a circular orbit, we can exclude the presence of a planet with a period lying typically between 1 and 350 days (hence a separation between 0.03 and 1.2 AU) and with an induced radial velocity semi-amplitude larger than $\approx 250 \text{ m s}^{-1}$ (Fig. 3).

4. Origin of the radial velocity variations

4.1. Ruling out cometary bodies

An origin of the radial velocity variations connected to the presence of the complex circumstellar disk of dust and gas has to be addressed, in particular a connection with the evaporating cometary bodies that have been proposed to explain the strong variations observed for some spectral lines of ionized elements such as Ca II, Fe II, Mg II, Al III (Lagrange et al. 2000).

We first computed the cross-correlation function of each spectrum with a binary mask taking into account only lines that correspond to neutral elements. In this way, we obtained a mean line for these neutral elements, with a better S/N than for individual lines. These cross-correlation functions do not show analogous variations to the ionized elements Ca II, Fe II, Mg II, Al III. Hence cometary infall does not produce detectable features (at the level of the cross-correlation functions) in the circumstellar lines of neutral elements.

Moreover, we again computed the radial velocities taking only these lines of neutral elements into account. The radial velocities obtained were the same as previously, given uncertainties; the distribution of the differences between them has a dispersion of 78 m s^{-1} , close to uncertainties. We can then conclude that the radial velocity variations are unlikely to be related to the evaporating cometary bodies.

4.2. Ruling out activity

For active stars, spots on the stellar surface induce radial velocity variations (“jitter”), with a period equal to the star rota-

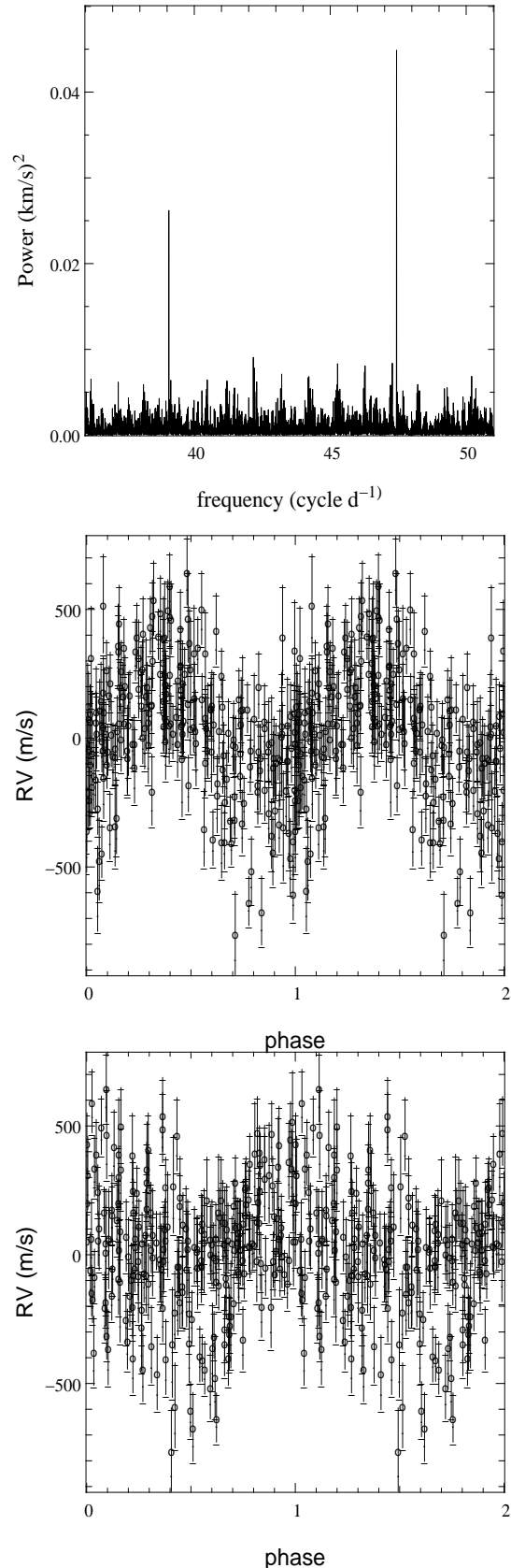


Fig. 2. High frequency periodograms of the radial velocities obtained on β Pictoris using the HARPS spectrograph (top) and the phasing of the radial velocities to the corresponding periods (bottom). The periodograms were obtained using the CLEAN algorithm (see text).

tion period. The β Pictoris rotation period is about 16 hours. The periodogram of the radial velocities obtained with HARPS does not show any peak in this range of frequencies, see Fig. 1 (bottom, right). Moreover, β Pictoris does not show surface abundance anomalies in contrast to Ap stars, which also show spectroscopic peculiarities attributed to magnetic activity (Holweger et al. 1997). Furthermore, these stars are usually slower rotators ($v \sin i \leq 120 \text{ km s}^{-1}$, with a bulk at 80 km s^{-1}), whereas β Pictoris $v \sin i$ is larger than 120 km s^{-1} (Abt 2000). Activity should thus not be responsible for the variations in the radial velocities.

4.3. Pulsations

Even if our temporal sampling does not allow a detailed analysis of short period variations, the large number of spectra obtained with HARPS allows us to enhance two frequencies characteristic of pulsations: at $47.44 \pm 0.01 \text{ cycle d}^{-1}$ (period of 30.4 min) and $39.05 \pm 0.01 \text{ cycle d}^{-1}$ (period of 36.9 min) (Fig. 2, top). The square root of the value of the pics in the periodogram stands for the radial velocity semi-amplitude of the corresponding radial velocity periodic variations: $\sqrt{0.046}$ and $\sqrt{0.029} \text{ km s}^{-1}$, i.e. 215 and 170 m s^{-1} , respectively, for the pics at 47.44 and $39.05 \text{ cycle d}^{-1}$. The phasing of the radial velocities to the derived periods confirms their reality (Fig. 2, bottom), as well as the corresponding radial velocity amplitudes (typically 200 m s^{-1}). The correction of an adjustment of the radial velocities with the superposition of two sinusoids with periods fixed to the above values leads to a decrease in the radial velocity dispersion from 252 to 182 m s^{-1} , which is still well above the uncertainties, 65 m s^{-1} on average. However, note that these uncertainty values suppose that the spectra are identical and only shifted from one to the other due to the Doppler-Fizeau Effect. They should be larger considering variations in the shape of the lines. This adjustment is reached for values of the amplitude of 216 and 149 m s^{-1} , respectively, for the periods corresponding to 47.44 and $39.05 \text{ cycle d}^{-1}$.

These results agree with those obtained by Koen et al. (2003) from dedicated photometry and spectroscopy. These authors indeed report detecting of at least 18 pulsation modes in β Pictoris, with a large number of spectra spread over 2 weeks, and detecting 2 low amplitude ($\leq 1.5 \text{ mmag}$) pulsation modes in photometry, with frequencies equal to $47.44 \text{ cycle d}^{-1}$ and $39.05 \text{ cycle d}^{-1}$, namely the same as we develop here. We are not able to detect other high frequencies, maybe because our temporal sampling is not really adapted to seeking high frequency variations.

The presence of pulsations in the case of β Pictoris is not really surprising, as this star belongs to the left side of the range of B-V, where the Instability Strip intersects with the Main Sequence (Eyer et al. 1997). As the frequencies of the variations are larger than $0.25 \text{ cycle d}^{-1}$ (periods inferior to 6.5 h) and the stellar mass is larger than $1.9 M_{\odot}$, β Pictoris probably belongs to the pulsating δ Scuti stars, which undergo non radial pulsations of p-mode excited by the κ mechanism with He II (Handler et al. 2002, Breger et al. 2000).

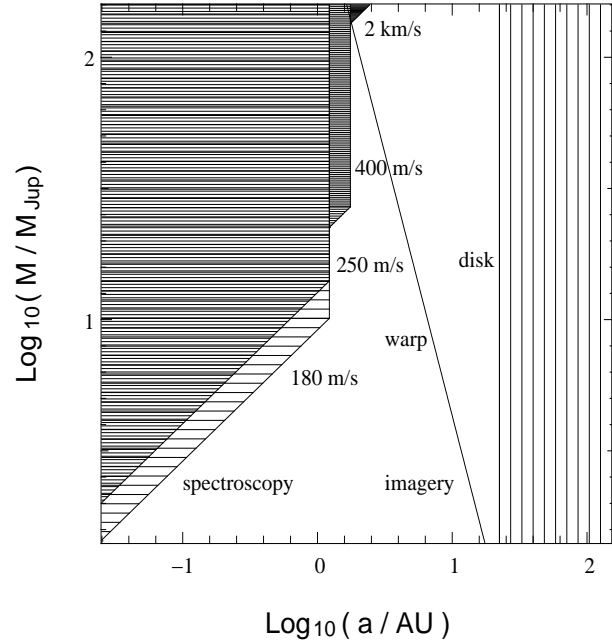


Fig. 3. Domain of [mass (M) / separation (a)] where the presence of a planet around β Pictoris is excluded by this radial velocity study (hashed zones, left): limit of 180 and 250 m s^{-1} correspond to HARPS, 400 m s^{-1} to CORALIE. The straight line indicates the possible characteristics of the planet responsible for the warped disk (Mouillet et al. 1997). The disk location is also indicated (right).

5. Exclusion domain for a planet around β Pictoris

The periodogram of the HARPS radial velocities, now corrected from the variations induced by the pulsations found above, does not show any clear peak in a period range of 1-180 days. Assuming a circular orbit again, we can still exclude the presence of a planet with a period lying typically between 1 and 350 days (hence a separation between 0.03 and 1.2 AU), but this time with an induced radial velocity semi-amplitude decreasing to $\approx 180 \text{ m s}^{-1}$ (Fig. 3), which corresponds to the radial velocity dispersion after correction of the pulsations.

In Fig. 3, we reproduce the planet (mass, separation) domain constrained by the presence of the warp (Augereau et al. 2001, Mouillet et al. 1997), the present radial velocity measurements (limit of 180 and 250 m s^{-1} correspond to HARPS, 400 m s^{-1} to CORALIE), as well as older ones obtained by Lagrange et al. (1992; dispersion of 2 km s^{-1} , corresponding then to the achieved precision). The present analysis clearly constrains a new and important part of the domain.

6. Conclusions

In the frame of the search for extrasolar planets and brown dwarfs around early-type stars, we obtained a large number of spectra of β Pictoris over several months with the CORALIE and HARPS spectrographs. The radial velocities obtained exclude the presence of an inner giant planet in the β Pictoris system. Yet, these radial velocities are significantly variable, and we attribute at least a part of these variations to pulsations of δ Scuti type. Because of the effects of pulsations on the radial velocities, the stars belonging to the intersection of the Instability

Strip and the Main Sequence, such as β Pictoris, have to be carefully studied when looking for planets.

Acknowledgements. We acknowledge H. Beust and A. Vidal-Madjar for their fruitful discussions, and the Swiss National Science Foundation for its support of the CORALIE programmes. We are grateful to ESO for the time allocation, and to the technical staff operating the 3.6-m telescope and the HARPS spectrograph at La Silla Observatory. We acknowledge support from the French CNRS and the Programme National de Planétologie (PNP, INSU).

References

- Abt, H., 2000, ApJ, 544, 933
- Augereau, J.-C., Nelson, R.-P., Lagrange, A.-M., et al. 2001, A&A, 370, 447
- Barrado Y Navascues, D., Stauffer, J.-R., Song, I., et al. 1999, ApJ, 520, 123
- Beust, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., et al. 1990, A&A, 236, 202
- Beust, H., Morbidelli, A., 1996, Icar, 120, 358
- Beust, H., Morbidelli, A., 2000, Icar, 143, 170
- Breger, M., Montgomery, M.-H., 2000, ASP Conf. Ser., Vol. 210, Delta Scuti an Related stars. Astron. Soc. Pac., San Francisco
- Chelli, A., 2000, A&A, 358, L59
- Crifo, F., Vidal-Madjar, A., Lallement, R., et al. 1997, A&A, 320, L29
- Eyer, L., Grenon, M., 1997, Hipp.Conf, 467E
- Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., Hobbs, L.-M., 1987, A&A, 185, 267
- Galland, F., Lagrange, A.M., Udry, S., et al. 2005a, A&A, in press
- Galland, F., Lagrange, A.M., Udry, S., et al. 2005b, A&A, in press
- Handler, G., Balona, L.-A., Shobbrook, R.-R., et al. 2002, MNRAS, 333, 262
- ESA 1997, The Hipparcos and Tycho Cat, ESA SP-1200
- Holweger, H., Hempel, M., van Thiel, T., et al. 1997, A&A, 320, L49
- Koen, C., Balona, L.-A., Khadaroo, K., et al. 2003, MNRAS, 344, 1250
- Lagrange-Henri, A.-M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., 1988, A&A, 190, 275
- Lagrange-Henri, A.-M., Gosset, E., Beust, H., et al. 1992, A&A, 264, 637
- Lagrange, A.-M., Backman, D.-E., Artymowicz, P., 2000, in Protostars and Planets IV (Book - Tucson: University of Arizona Press; eds Mannings, V., Boss, A.P., Russell, S. S.), p. 639
- Lagrange, A.-M., Augereau, J.-C., 2004, in Planetary systems and planets in systems, ISSI workshop
- Lamers, H., Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., 1997, A&A, 328, 321
- Lecavelier Des Etangs, A., Deleuil, M., Vidal-Madjar, A., et al. 1995, A&A, 299, 557
- Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., 1996, A&A, 307, 542
- Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Burki, G., et al. 1997, A&A, 328, 311
- Mathias, P., Le Contel, J.-M., Chapellier, E., 2004, A&A, 417, 189
- Mouillet, D., Larwood, J.-D., Papaloizou, J.-C.-B., et al. 1997, MNRAS, 292, 896
- Pepe, F., Mayor, M., Rupprecht, G., et al. 2002, The ESO Messenger, 110, 9
- Roberts, D.-H., Lehar, J., Dreher, J. W., 1987, AJ, 93, 968
- Smith, B.-A., Terrile, R.-J., 1984, Sci, 226, 1421
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Ferlet, R., 1998, P&SS, 46, 629

Recherches autour de naines A-F
en imagerie directe

Chapitre 6

Recherches autour de naines A-F en imagerie directe

Parallèlement aux recherches systématiques menées avec la méthode des vitesses radiales, nous avons entamé une recherche de compagnons à longue période, en imagerie à haut contraste et haute résolution angulaire, dans le proche infrarouge pour se placer dans un domaine plus favorable de contraste entre étoile et compagnon. Cette recherche s'effectue autour du même échantillon d'étoiles naines A et F qu'avec la méthode des vitesses radiales.

Cette recherche en imagerie permet d'explorer un plus grand domaine de (masse, séparation) des planètes et naines brunes compagnons de ces étoiles. De plus, elle permettra de tester la corrélation entre la binarité de l'étoile-hôte et les présence et propriétés des planètes autour de ces étoiles. En effet, des études en cours sur les étoiles solaires et plus tardives tendent à montrer que la binarité est un paramètre important pour les processus de formation planétaire et les possibilités de migration. Une relative sous-abondance d'étoiles binaires pourrait exister parmi les étoiles abritant des planètes détectées en vitesse radiale, en comparaison avec les étoiles sans planète détectée (Udry et al, 2003b). De plus, les propriétés des planètes pourraient être différentes entre les étoiles binaires et les étoiles simples (Eggenberger et al. 2004).

De nombreux candidats compagnons (CC) appartenant potentiellement au domaine des naines brunes ont été détectés. Nous avons effectué une première caractérisation, assez sommaire, de ces CCs. Cependant, il faut encore confirmer ces candidats en les observant à nouveau, afin de tester leur lien physique avec l'étoile observée ; pour les CCs confirmés, une caractérisation plus fine sera alors effectuée.

6.1 Instruments, méthodes de réduction et d'analyse

Ces recherches sont menées avec les systèmes d'optique adaptative PUEO au CFHT pour les étoiles observables depuis l'hémisphère nord, et NAOS au VLT pour les étoiles observables depuis l'hémisphère sud. Ces systèmes permettent de corriger en partie l'image obtenue des effets de la turbulence atmosphérique (Fig. 6.1).

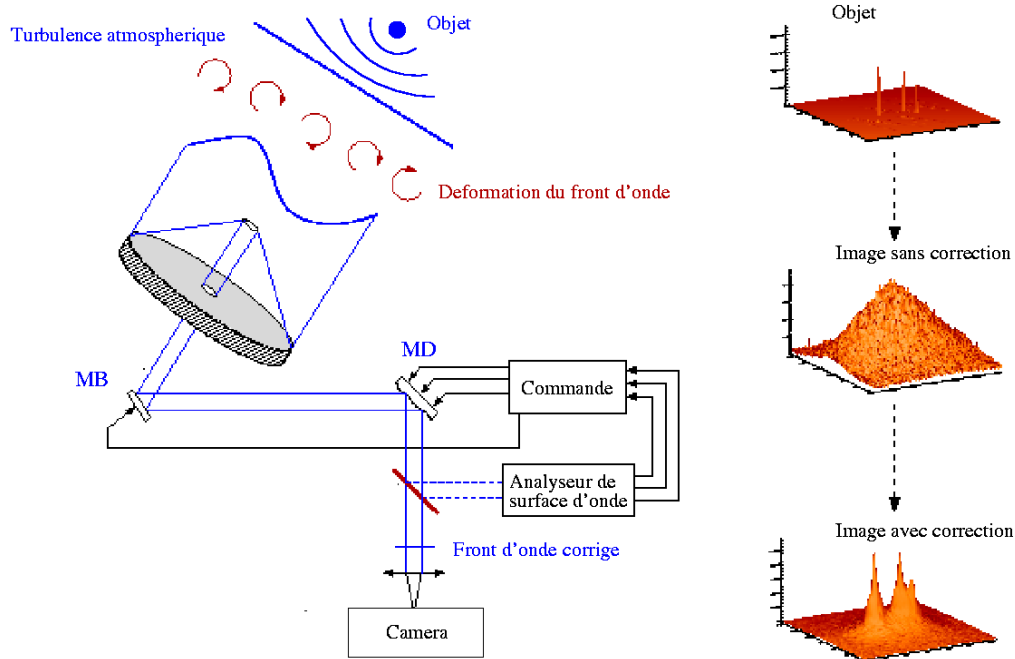


FIG. 6.1 – Schéma de principe de l'optique adaptative (tiré du manuel de l'utilisateur de NACO).

6.1.1 PUEO-KIR au CFHT

Configuration du système utilisé

Le système d'optique adaptative PUEO (Rigaut et al. 1998) est monté sur le télescope de 3.6-m du CFH à Hawaii (USA). La caméra utilisée, KIR (Doyon et al. 1998), fournit un champ de $36'' \times 36''$, avec une échelle de $0,035''$ par pixel.

Les caractéristiques des filtres utilisés figurent dans le tableau 6.1. Les filtres H (bande large) et FeII (bande étroite, utilisé si l'objet a une magnitude telle qu'il sature trop rapidement le détecteur) ont été utilisés dans le cas de bonnes conditions de seeing ($< 0,6-0,7''$) car le filtre H présente le meilleur compromis entre sensibilité, qualité de correction des images et brillance du fond de ciel, tandis que les filtres Kp (bande large) et Br γ (bande étroite) ont été utilisés dans le cas contraire (la correction d'optique adaptative est plus stable avec le filtre Kp qu'avec le filtre J).

Des champs d'étoiles de calibration astrométrique, comme la nébuleuse d'Orion (McCaughrean & Stauffer 1994), ont été observés en vue de déterminer l'orientation et l'échelle du détecteur.

Les étoiles de référence pour le système d'optique adaptative ont été les étoiles observées elles-mêmes, car elles étaient suffisamment brillantes.

	bande large	bande étroite
	J	Pa β
λ_0 (μm)	1,245	1,282
$\Delta\lambda$ (μm)	0,163	0,0110
transmission	0,89	0,67
	H	FeII
λ_0 (μm)	1,632	1,644
$\Delta\lambda$ (μm)	0,296	0,0150
transmission	0,89	0,69
	Kp	Br γ
λ_0 (μm)	2,120	2,166 (2,183)
$\Delta\lambda$ (μm)	0,340	0,0200 (0,0300)
transmission	0,96	0,72 (0,54)

TAB. 6.1 – Filtres utilisés au CFHT.

Méthodes de réduction et d'analyse

Pour chaque pose a été effectuée la correction des pixels défectueux et des cosmiques (à partir de la médiane des images brutes), la prise en compte du flat-field, la soustraction du fond de ciel. Les images ont été prises à 5 positions différentes afin de corriger les défauts du détecteur (pixels défectueux par exemple). Ces poses ont ensuite été recentrées en effectuant une corrélation croisée avec le logiciel ECLIPSE (Devillard 1997), puis moyennées pour obtenir l'image "finale".

La détection de CC s'effectue à l'oeil nu, en visualisant les poses réduites avec un choix judicieux d'échelle de valeurs et de fausses couleurs. Dans le cas où un CC est visible sur la série de poses non saturées, la séparation et le contraste entre les CCs et l'étoile cible ont été mesurés *via* la déconvolution de cette série de poses. En effet, l'image acquise est la convolution de l'objet observé et de la PSF instrumentale. Un algorithme de déconvolution peut permettre de remonter à l'objet connaissant l'image, mais le bruit dans l'image et la connaissance imparfaite de la PSF rendent l'opération délicate. On peut soit supposer connue la PSF, et introduire des connaissances *a priori* (appelées régularisations) sur la structure du bruit et de l'objet (cas du programme de déconvolution décrit dans Véran 1997), soit rechercher simultanément la PSF et l'objet en introduisant des connaissances *a priori* sur la structure du bruit, de l'objet et de la PSF (algorithmes dits myopes, comme dans le cas de MISTRAL). J'ai utilisé des programmes écrits par Gaël Chauvin (2003), reprenant la méthode décrite dans Véran (1997), en prenant comme PSF l'image de l'étoile-cible.

Si un CC n'est visible que sur la série de poses saturées (voir la stratégie d'observation ci-dessous), alors la séparation a été mesurée : pour la mission de juin 2004, *via* les premières poses saturées et la pose non saturée immédiatement précédente (la position du CC est déterminée

en déconvoluant son image par l'image non saturée de l'étoile); pour la mission de janvier 2005, *via* les centres de gravité du CC et de l'étoile-cible sur les poses saturées. Le contraste entre CC et étoile-cible a été déterminé en déconvoluant l'image du CC sur la série de poses saturées par l'image de l'étoile issue de la série de poses non saturées, en tenant compte des temps de pose différents et de l'utilisation d'une densité optique pour les poses non saturées.

On déduit ensuite la séparation spatiale de la séparation angulaire et de la distance de l'étoile par rapport à l'observateur (*via* les mesures de parallaxe effectuées avec le satellite Hipparcos en 1997). La magnitude absolue de chaque CC est déduite du contraste entre CC et étoile, de la magnitude de l'étoile dans la bande de longueur d'onde correspondante (issue des mesures 2MASS ici) et de la distance de l'étoile.

6.1.2 NAOS-CONICA au VLT

Configuration du système utilisé

Le système d'optique adaptative NAOS (Lagrange et al. 2003) est monté sur le télescope UT4 de l'ESO au VLT, au Cerro Paranal (Chili). Nous avons utilisé le senseur de front d'onde sensible dans le visible. La caméra utilisée, CONICA (Lenzen et al. 2002), avait la plupart du temps une échelle de 0,027" par pixel, afin d'explorer de relativement grandes séparations (champ de 28" \times 28"); certaines poses en bande J ont été réalisées avec une échelle de 0,013" par pixel lorsque la séparation entre le CC et l'étoile était suffisamment petite (champ de 14" \times 14"), ce qui permet d'améliorer la précision de la mesure de séparation angulaire. Le masque utilisé pour les poses en mode coronographique avait un diamètre de 0,7". L'ensemble NAOS-CONICA est désigné sous l'acronyme NACO.

Toutes les étoiles ont été observées avec le filtre K ($\lambda_0 = 2,18 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,35 \mu\text{m}$); 4 étoiles ont aussi été observées avec le filtre J ($\lambda_0 = 1,265 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,25 \mu\text{m}$). Le filtre K a été préféré au filtre H car la différence de magnitude J-K est plus grande que J-H, ce qui permet une caractérisation plus précise des candidats compagnons.

De même qu'avec PUEO, des champs d'étoiles comme la nébuleuse d'Orion (McCaughrean & Stauffer 1994), ont été observés pour les calibrations astrométriques, et les étoiles de référence pour le système d'optique adaptative ont été les étoiles observées elles-mêmes car elles étaient suffisamment brillantes.

Méthodes de réduction et d'analyse

La méthode de réduction est assez semblable à celle utilisée avec PUEO. Pour chaque pose est effectuée la correction des pixels defectueux et des cosmiques (médiane à partir des images brutes), ainsi que la prise en compte du flat-field et du fond de ciel.

La détection de CCs s'effectue à nouveau à l'oeil nu. Dans le cas où un CC est visible sur une série de poses directes sur l'étoile, la séparation et le contraste entre les CCs et l'étoile-cible ont été mesurés *via* la déconvolution de cette série de poses en prenant comme PSF l'image directe de l'étoile-cible, en tenant compte des temps de pose différents (utilisation

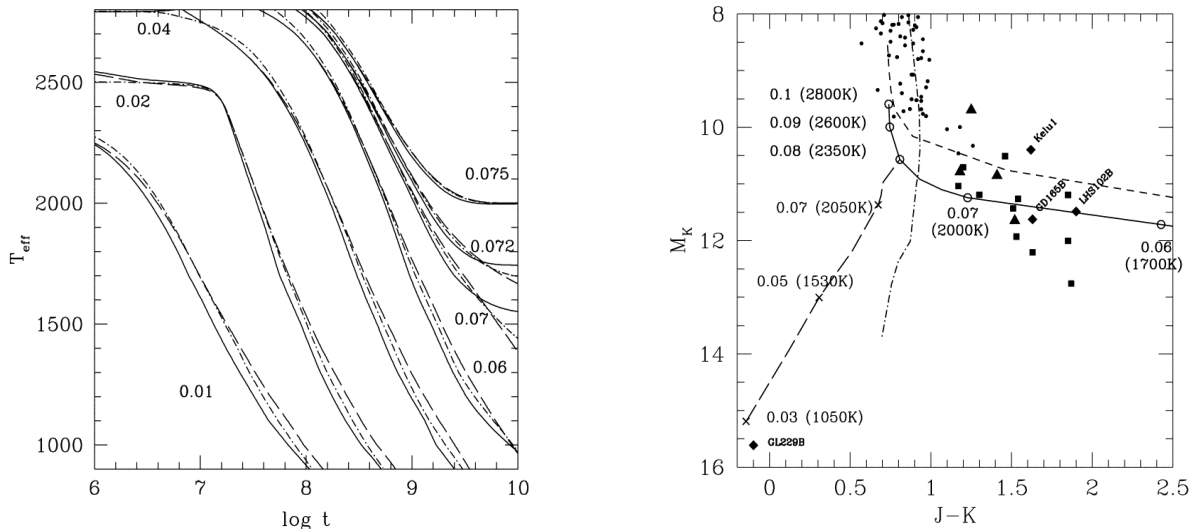


FIG. 6.2 – Gauche : évolution de la température effective en fonction du temps pour différentes masses et modèles d’atmosphère : CBAH00 DUSTY (*lignes solides*) et CBAH00 COND (*lignes longs tirets*) et BCAH98 (*lignes tirets-pointillés*). Droite : diagramme évolutif de couleur ($J - K$) et de magnitude absolue M_K obtenu avec le modèle BCAH98 pour un âge de 1 milliard d’années (*tirets et pointillés*), avec le modèle CBAH00 DUSTY pour des âges de 0.1 milliard d’années (*tirets courts*) et de 1 milliard d’années (*solide*), et le modèle CBAH00 COND pour un âge de 1 milliard d’années (*tirets longs*). Les données de naines M tardives, L et T sont reportées.

des programmes de Gaël Chauvin 2003). Si un CC n’est visible que sur une série de poses en mode coronographique, alors la séparation a été mesurée à partir des dernières poses en mode coronographique et des premières poses en mode direct, qui suivent immédiatement ces poses (le décalage induit est inférieur à 1 pixel).

De même que précédemment, on déduit la séparation spatiale de la séparation angulaire et de la distance de l’étoile par rapport à l’observateur. La magnitude absolue de chaque CC est déduite du contraste entre CC et étoile, de la magnitude de l’étoile dans la bande de longueur d’onde correspondante (issue des mesures 2MASS ici) et de la distance de l’étoile.

6.1.3 Modèles utilisés

Enfin, une estimation de la masse des CCs est effectuée en considérant des modèles d’évolution correspondant aux objets substellaires voire stellaires. Les modèles utilisés font partie des modèles évolutifs du Groupe de Lyon, bien adaptés à l’analyse photométrique des étoiles M tardives, des naines de types L et T et des planètes massives. Ce sont :

- le modèle de Baraffe et al. (1998), ou BCAH98. Il décrit fidèlement la photométrie des étoiles de faible masse, de température effective $T_{eff} \geq 2300$ K ;
- le modèle DUSTY de Chabrier et al. (2000), ou CBAH00 DUSTY, approprié à la description des propriétés physiques et chimiques des naines L. Ce modèle prend en compte la diffusion par les poussières pour modéliser l’atmosphère de ces objets qui ont une

température effective telle que $1600 \text{ K} \leq T_{eff} \leq 2300 \text{ K}$;

- le modèle COND de Chabrier et al. (2000), ou CBAH00 COND, pour décrire les objets froids de type naine T avec une température effective $T_{eff} \leq 1300 \text{ K}$ qui ont une atmosphère complètement vidée de poussières.

La figure 6.2 (gauche) illustre l'évolution de la température effective en fonction du temps pour différentes masses et différents modèles atmosphériques. La figure 6.2 (droite) présente un diagramme couleur et magnitude, obtenu à partir des prédictions de ces trois modèles, auxquels sont superposées des mesures photométriques de cas de naines M, L et T.

Le modèle utilisé ici pour l'estimation des masses est le modèle COND avec un âge de 1 milliard d'années, ordre de grandeur pour les étoiles observées.

6.1.4 Limites de détection

En imagerie, les deux paramètres-clés sont la **séparation angulaire** par rapport à l'étoile centrale et le **contraste** entre l'étoile et un éventuel compagnon. En supposant connue la magnitude absolue de l'étoile et *via* des modèles substellaires, on peut déduire la masse d'un éventuel compagnon à partir du contraste. Les limites de détection finales se situeront donc dans l'espace des paramètres (**Masse, Séparation**), la séparation pouvant être spatiale si la distance entre l'étoile et l'observateur est connue.

Considérons le cas de poses faites en mode coronographique. Pour déterminer les limites de détection, une première étape consiste à considérer l'évolution du bruit en fonction de la séparation angulaire : on aura ainsi accès au contraste (différence de magnitude) atteignable en fonction de cette séparation. Différentes contributions au bruit dominant suivant la séparation : aux très faibles séparations, l'effet du masque est prédominant, pour des séparations intermédiaires c'est le bruit de speckle qui prédomine (les figures de speckle se superposant pour former l'image ont des différences résiduelles, la correction d'optique adaptative ne pouvant pas être parfaite). Enfin, pour des séparations plus grandes, c'est le bruit de lecture qui prédomine ; il est indépendant de la séparation, si bien qu'on obtient un plateau. On peut noter qu'il existe d'autres bruits, comme le bruit de fond de ciel par exemple, mais ils sont négligeables devant les précédents.

Pour mesurer l'évolution du bruit en fonction de la séparation, on peut envisager différents modes opératoires :

- limite en ligne : on définit des boîtes que l'on déplace le long d'un segment de droite partant de l'étoile ; pour chaque position, le bruit est mesuré comme étant l'écart-type du flux contenu dans la boîte ; un problème avec cette méthode est que dans les endroits de forte variation de la PSF, l'écart-type est plus grand que le bruit, puisqu'il prend aussi en compte la pente de la PSF ;
- limite en ligne avec soustraction de PSF : une amélioration consiste à soustraire la PSF de l'image. L'effet est particulièrement visible pour les petites séparations, là où la PSF varie le plus rapidement ;
- limite azimutale : une autre façon de procéder est de mesurer, pour chaque position le

long d'un segment partant de l'étoile, l'écart-type du flux dans un arc de cercle (d'une certaine épaisseur) centré sur ce segment, et délimité par deux autres segments en évitant les zones où se trouvent des CCs, les aigrettes ou d'autres artéfacts.

La limite azimuthale donne en principe de meilleurs résultats. A titre d'exemple, sur la figure 6.3 sont représentées les limites de détection en terme de contraste (différence de magnitude), de magnitude relative atteignable (en supposant connue la magnitude relative de l'étoile), et de magnitude absolue atteignable (en supposant connue en plus la distance de l'étoile). J'ai utilisé pour cela des programmes écrits par Gaël Chauvin (2003). Les 3 limites de détection expliquées ci-dessus sont représentées.

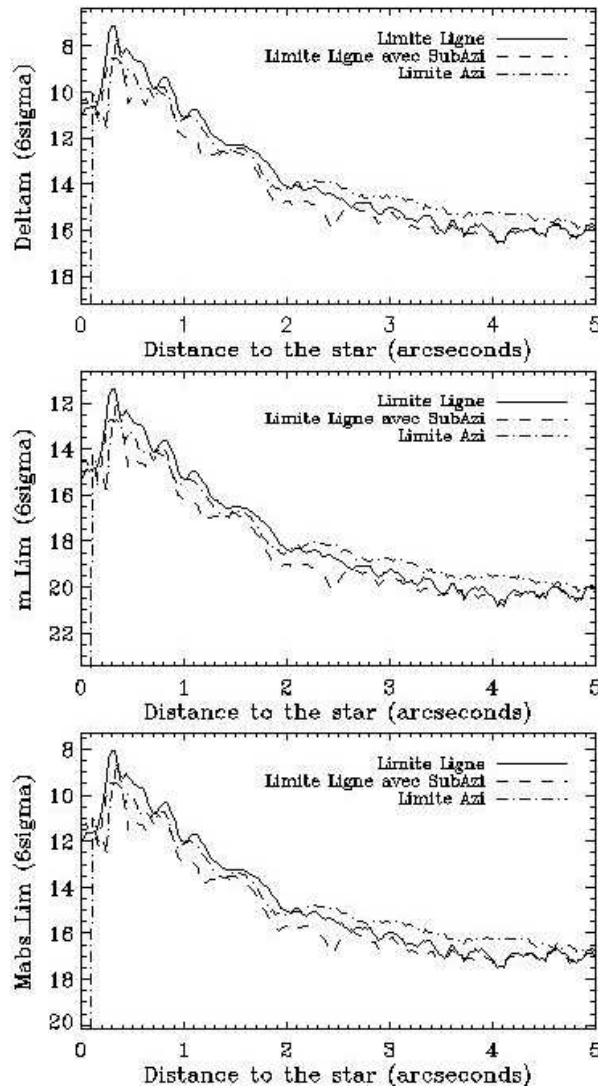


FIG. 6.3 – Exemple de limites de détection en imagerie obtenues avec une étoile observée avec NACO. Haut : limites de détection en terme de contraste (différence de magnitude). Centre : en terme de magnitude relative atteignable (en supposant connue la magnitude relative de l'étoile). Bas : en terme de magnitude absolue atteignable (en supposant connue en plus la distance de l'étoile).

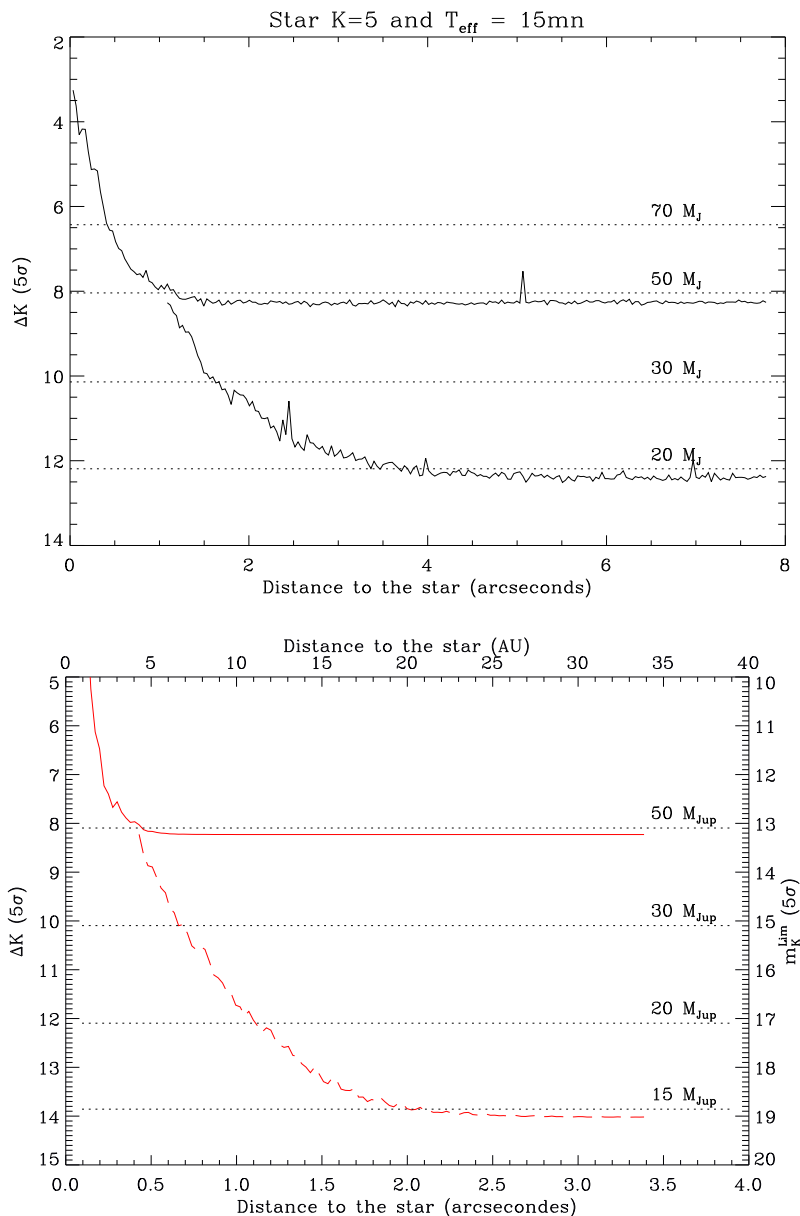


FIG. 6.4 – Limites de détection attendues avec PUEO (haut) et NACO (bas).

Sur la figure 6.4 sont représentées les limites de détection attendues avec PUEO (haut) et NACO (bas) pour une étoile de magnitude $K = 5$, avec un filtre K, un temps de pose de 15 minutes, de bonnes conditions d'observations (seeing de $0,6''$ et masse d'air de 1,2). Les lignes basses/pointillés et hautes/pleines correspondent respectivement au mode saturé/coronographique et au mode d'imagerie classique (pose directe, non saturée/sans masque). Les magnitudes absolues attendues pour un compagnon naine brune sont dérivés du modèle COND, et les limites correspondantes sont reportées en considérant une étoile-hôte située à 10 pc. Pour une étoile-hôte située à 50 pc, les magnitudes attendues seraient décalées d'environ 3,5 mag. Ainsi, on voit que seul le domaine des naines brunes peut être exploré dans le cas des naines A et F.

6.2 Observations au CFHT

6.2.1 Stratégie d’observation

Les étoiles de l’hémisphère nord ont été observées avec PUEO au CFHT, avec de très longs temps de pose (images saturées) pour atteindre de hauts contrastes. Des poses non saturées ont aussi été acquises. Plus précisément, la stratégie d’observation a été la suivante :

- une série de poses non saturées sur l’étoile, avec pour cela un filtre à bande étroite. Sept positions différentes de l’étoile sur le détecteur ont été considérées, afin d’obtenir le fond de ciel en effectuant la médiane des images. Ces poses servent à obtenir la PSF et à mesurer la séparation angulaire et le contraste d’un éventuel CC visible sur ces poses ;

- une seule pose non saturée sur l’étoile (filtre à bande étroite). Cette pose sert à déterminer la position précise de l’étoile sur la pose suivante saturée, afin de mesurer la séparation d’un éventuel CC visible seulement sur ces poses saturées. Elle n’a été réalisée que durant les observations de juin 2004. Pour les observations de janvier 2005, la séparation a été mesurée en considérant les barycentres de l’étoile et des CCs.

- une série de poses saturées sur l’étoile afin de détecter de faibles CCs, avec un filtre à bande large si l’étoile n’était pas trop brillante ($V > 5$), à bande étroite sinon. Cinq positions différentes de l’étoile sur le détecteur ont été considérées, afin de s’affranchir de défauts du détecteur (pixels défectueux par exemple) en effectuant la médiane de ces poses.

- une pose non saturée sur l’étoile, similaire à celle ci-dessus, par sécurité.

- une série de poses sur le ciel, de même durée et avec le même filtre que la série de poses saturées sur l’étoile, afin de corriger cette dernière du fond de ciel.

6.2.2 Observations effectuées

Trois missions ont été réalisées au CFHT. Lors de la première (01/2003) aucune observation n’a pu être effectuée, à cause des mauvaises conditions météorologiques. Les poses (Tab 6.2, 6.3 et 6.4) ont été obtenues durant les deux autres missions (06/2004 et 01/2005) ; la deuxième a été assurée par Guillaume Montagnier qui en a effectué une partie de la réduction.

Etoile	type spectral	Vmag	distance (parsecs)	latitude galactique($^{\circ}$)	μ_{α} (mas)	μ_{δ} (mas)	filtre	run
HD 5448	A5V	3.86	41.8	-24.0	153	37	Br γ	janv 05
HD 16895	F7V	4.10	11.2	-9.1	334	-90	Br γ	janv 05
HD 25457	F5V	5.38	19.2	-36.3	151	-252	Br γ	janv 05
HD 25490	A1V	3.91	39.6	-32.4	6	-2	Br γ	janv 05
HD 25867	F1V	5.21	27.6	-16.3	-94	5	FeII	janv 05
HD 25998	F7V	5.52	21.3	-9.5	164	-204	FeII	janv 05

TAB. 6.2 – Poses effectuées avec PUEO au CFHT.

Etoile	type spectral	Vmag	distance (parsecs)	latitude galactique($^{\circ}$)	μ_{α} (mas)	μ_{δ} (mas)	filtre	run
HD 27819	A7V	4.80	44.7	-21.2	110	-34	Br γ	janv 05
HD 28910	A8V	4.65	46.8	-21.0	104	-26	Br γ	janv 05
HD 28910	A8V	4.65	46.8	-21.0	104	-26	FeII	janv 05
HD 30652	F6V	3.19	8.0	-22.5	463	12	FeII	janv 05
HD 31295	A0V	4.64	37.0	-19.6	40	-128	FeII	janv 05
HD 33564	F6V	5.08	21.0	23.1	-79	161	Br γ	janv 05
HD 37594	A8V	5.99	41.4	-17.1	-4	2	Br γ	janv 05
HD 43042	F6V	5.20	21.1	1.5	-96	-182	FeII	janv 05
HD 43378	A2V	4.44	45.7	19.7	-4	24	Br γ	janv 05
HD 48097	A2V	5.20	42.7	6.6	7	-87	H	janv 05
HD 56537	A3V	3.58	28.9	13.8	-46	-38	Br γ	janv 05
HD 58946	F0V	4.16	18.5	22.0	159	194	Br γ	janv 05
HD 68146	F7V	5.53	22.5	11.0	-251	58	Br γ	janv 05
HD 69897	F6V	5.13	18.1	31.1	-18	-376	Br γ	janv 05
HD 71155	A0V	3.91	38.3	19.3	-66	-24	FeII	janv 05
HD 73262	A1V	4.14	54.9	26.7	-70	-7	Br γ	janv 05
HD 75332	F7V	6.22	28.7	39.0	-62	-85	Kp	janv 05
HD 79439	A5V	4.80	36.3	43.3	49	60	Br γ	janv 05
HD 80290	F3V	6.14	29.0	44.6	-35	145	FeII	janv 05
HD 80290	F3V	6.14	29.0	44.6	-35	145	Br γ	janv 05
HD 90089	F2V	5.25	21.5	33.5	-79	20	Br γ	janv 05
HD 91480	F1V	5.16	26.5	52.2	66	37	Br γ	janv 05
HD 92769	A4V	5.51	45.5	62.0	-100	-49	Br γ	janv 05
HD 95418	A1V	2.34	24.3	55.4	82	34	Br γ	janv 05
HD 97603	A4V	2.56	17.7	67.4	143	-130	Br γ	janv 05
HD102124	A4V	4.84	36.6	65.7	60	-23	Br γ	janv 05
HD102647	A3V	2.14	11.1	71.1	-499	-114	FeII	janv 05
HD103928	A9V	6.42	47.4	78.2	-108	-62	Br γ	janv 05
HD106591	A3V	3.32	25.0	59.9	104	8	Br γ	janv 05
HD110411	A0V	4.88	36.9	72.8	83	-90	Br γ	janv 05
HD111456	F5V	5.83	24.2	57.2	108	-31	Br γ	janv 05
HD124850	F7V	4.07	21.4	50.5	-26	-420	FeII	juin 04
HD126248	A5V	5.10	46.4	58.8	-78	6	H	juin 04
HD126248	A5V	5.10	46.4	58.8	-78	6	H	janv 05
HD126248	A5V	5.10	46.4	58.8	-78	6	FeII	janv 05
HD126248	A5V	5.10	46.4	58.8	-78	6	Br γ	janv 05

TAB. 6.3 – Poses effectuées avec PUEO au CFHT (suite).

Etoile	type spectral	Vmag	distance (parsecs)	latitude galactique($^{\circ}$)	μ_{α} (mas)	μ_{δ} (mas)	filtre	run
HD126660	F7V	4.04	14.6	59.8	-236	-399	Br γ	janv 05
HD128167	F3V	4.47	15.5	66.8	188	133	Br γ	janv 05
HD134083	F5V	4.93	19.7	59.0	185	-164	H	juin 04
HD146514	A9V	6.18	47.6	30.9	39	7	H	juin 04
HD146514	A9V	6.18	47.6	30.9	39	7	Br γ	janv 05
HD154431	A5V	6.08	54.1	35.9	-61	-6	H	juin 04
HD161868	A0V	3.75	29.1	14.8	-23	-75	FeII	juin 04
HD173667	F6V	4.19	19.1	10.0	-9	-336	FeII	juin 04
HD180777	A9V	5.11	27.3	25.5	52	-120	H	juin 04
HD185395	F4V	4.49	18.6	13.8	-8	263	FeII	juin 04
HD192425	A2V	4.94	47.1	-11.0	56	58	Kp	juin 04
HD197950	A8V	5.59	42.6	14.8	25	35	H	juin 04
HD212061	A0V	3.86	48.4	-46.2	129	9	FeII	juin 04
HD213558	A1V	3.76	31.4	-6.5	137	17	Kp	juin 04
HD215648	F7V	4.20	16.2	-40.5	233	-492	FeII	juin 04
HD215648	F7V	4.20	16.2	-40.5	233	-492	Br γ	janv 05
HD215648	F7V	4.20	16.2	-40.5	233	-492	FeII	janv 05
HD215648	F7V	4.20	16.2	-40.5	233	-492	Pa β	janv 05
HD219080	F0V	4.53	24.5	-10.2	90	96	Br γ	janv 05
HD222603	A7V	4.49	30.9	-56.7	-130	-155	FeII	janv 05

TAB. 6.4 – Poses effectuées avec PUEO au CFHT (suite).

6.2.3 Résultats obtenus

Les CCs détectés, ainsi que leur caractérisation (la méthode utilisée est exposée ci-dessus), figurent dans les tableaux 6.5 et 6.6. Les cas où les CCs étaient détectables seulement sur les poses saturées sont repérés comme étant de type “S”, les autres de type “NS”. Le modèle utilisé pour l’estimation des masses est le modèle COND avec un âge de 1 milliard d’années, ordre de grandeur pour les étoiles observées.

Les images correspondantes se trouvent dans les figures 6.5 et 6.6, les CCs étant entourés par un cercle. La tache diffuse en haut à droite de l’étoile (séparation angulaire d’environ 12”, apparaît avec tous les filtres) et la tache plus compacte en bas à gauche de l’étoile (séparation angulaire d’environ 1”, apparaît avec le filtre FeII) sont des réflexions parasites dues aux filtres.

Comme nous ne disposons pas de poses à une époque qui soit différente et telle qu’elle permette la confirmation des candidats détectés (un à deux ans d’écart sont souvent nécessaires vus les mouvements propres), les incertitudes n’ont pas été déterminées dans le détail (par

exemple en considérant les images brutes). Nous avons ainsi utilisé des valeurs conservatives : la précision adoptée sur la mesure de la séparation angulaire, qui au demeurant dépend de la longueur d'onde considérée, est de 50 mas, la précision sur la mesure du contraste est évaluée à typiquement 0,2 mag. Comme la précision des magnitudes du catalogue 2MASS est de 0,03 mag, la précision sur la magnitude absolue des CCs est typiquement de 0,2 mag. La précision des parallaxes mesurées par Hipparcos étant généralement meilleure que 1 mas, la précision relative sur la séparation projetée est typiquement de 5%. L'incertitude sur la masse déduite des modèles d'évolution est difficile à quantifier : interviennent la pertinence du modèle utilisé, l'âge adopté... En considérant les résultats obtenus avec différents modèles et en tenant compte de l'incertitude portant sur la magnitude absolue, on trouve que cette dernière est négligeable, et que l'ordre de grandeur de l'incertitude sur la masse est de 20%.

Etoile	run	filtre	type	séparation angulaire ($''$) (± 50 mas)	contraste (magnitude) ($\pm 0,2$ mag)	magnitude absolue ($\pm 0,2$ mag)	séparation projetée (UA) ($\pm 5\%$)	masse (M_{Jup}) ($\pm 20\%$)
HD 005448	janv 05	Br γ	S	22.05	11.7	12.2	922	61
HD 005448	janv 05	Br γ	S	8.75	12.8	13.4	365	46
HD 005448	janv 05	Br γ	S	28.75	8.6	9.1	1202	113
HD 016895	janv 05	Br γ	S	20.55	3.3	5.7	231	200
HD 025490	janv 05	Br γ	S	11.50	9.9	10.7	457	79
HD 025490	janv 05	Br γ	S	16.15	6.0	6.7	640	174
HD 025867	janv 05	FeII	S	16.40	10.2	12.5	453	59
HD 025867	janv 05	FeII	S	22.60	8.6	10.9	625	78
HD 025867	janv 05	FeII	S	25.50	11.1	13.4	703	47
HD 025998	janv 05	FeII	S	9.40	9.2	12.1	201	64
HD 025998	janv 05	FeII	S	11.05	12.1	15.0	235	32
HD 027819	janv 05	Br γ	S	10.15	6.0	7.2	447	163
HD 030652	janv 05	FeII	S	23.10	11.4	13.6	185	44
HD 043042	janv 05	FeII	NS	9.15	4.3	6.5	194	188
HD 048097	janv 05	H	S	22.10	11.0	12.9	944	53
HD 048097	janv 05	H	S	20.40	11.9	13.8	872	42
HD 048097	janv 05	H	S	15.10	10.8	12.7	645	55
HD 048097	janv 05	H	S	19.20	12.9	14.8	820	33
HD 048097	janv 05	H	S	17.70	11.5	13.5	756	46
HD 048097	janv 05	H	S	22.50	12.9	15.0	961	32

TAB. 6.5 – Candidats compagnons obtenus avec PUEO au CFHT.

Etoile	run	filtre	type	séparation angulaire (") (± 50 mas)	contraste (magnitude) ($\pm 0,2$ mag)	magnitude absolue ($\pm 0,2$ mag)	séparation projetée (UA) ($\pm 5\%$)	masse (M_{Jup}) ($\pm 20\%$)
HD 056537	janv 05	Br γ	S	9.90	2.7	3.9	286	248
HD 056537	janv 05	Br γ	S	12.55	9.7	10.9	363	76
HD 058946	janv 05	Br γ	NS	1.30	3.5	5.1	24	216
HD 068146	janv 05	Br γ	S	13.90	9.5	12.1	312	62
HD 073262	janv 05	Br γ	NS	2.65	5.6	5.9	146	197
HD 080290	janv 05	FeII	NS	5.70	2.6	5.4	166	217
HD 080290	janv 05	Br γ	NS	5.65	2.4	5.1	164	217
HD 090089	janv 05	Br γ	S	13.80	5.0	7.6	297	153
HD 092769	janv 05	Br γ	NS	22.75	5.5	7.3	1034	160
HD 126248	juin 04	H	S	23.30	9.3	10.9	1081	79
HD 126248	juin 04	H	NS	3.45	5.7	7.3	159	167
HD 126248	janv 05	H	S	23.30	9.1	10.7	1081	83
HD 126248	janv 05	H	NS	3.45	5.6	7.2	159	169
HD 126248	janv 05	FeII	NS	3.45	5.6	7.2	159	169
HD 126248	janv 05	Br γ	NS	3.40	5.4	6.9	158	171
HD 146514	juin 04	H	S	6.65	9.7	11.7	317	69
HD 146514	janv 05	Br γ	S	6.70	9.4	11.3	318	71
HD 154431	juin 04	H	S	11.55	12.9	15.0	624	31
HD 161868	juin 04	FeII	S	21.45	12.8	14.1	623	39
HD 173667	juin 04	FeII	S	13.50	9.6	11.5	258	71
HD 173667	juin 04	FeII	S	15.50	12.7	14.5	296	35
HD 180777	juin 04	H	S	12.00	12.8	14.8	327	33
HD 185395	juin 04	FeII	S	2.50	4.5	6.9	46	177
HD 192425	juin 04	Kp	S	nombreux				
HD 197950	juin 04	H	S	19.20	12.7	14.7	817	34
HD 215648	juin 04	FeII	S	11.20	5.2	7.2	182	170
HD 215648	janv 05	Br γ	NS	11.15	4.7	6.6	181	177
HD 215648	janv 05	FeII	NS	11.20	5.5	7.5	182	162
HD 215648	janv 05	Pa β	NS	11.30	5.2	7.5	183	177

TAB. 6.6 – Candidats compagnons obtenus avec PUEO au CFHT (suite).

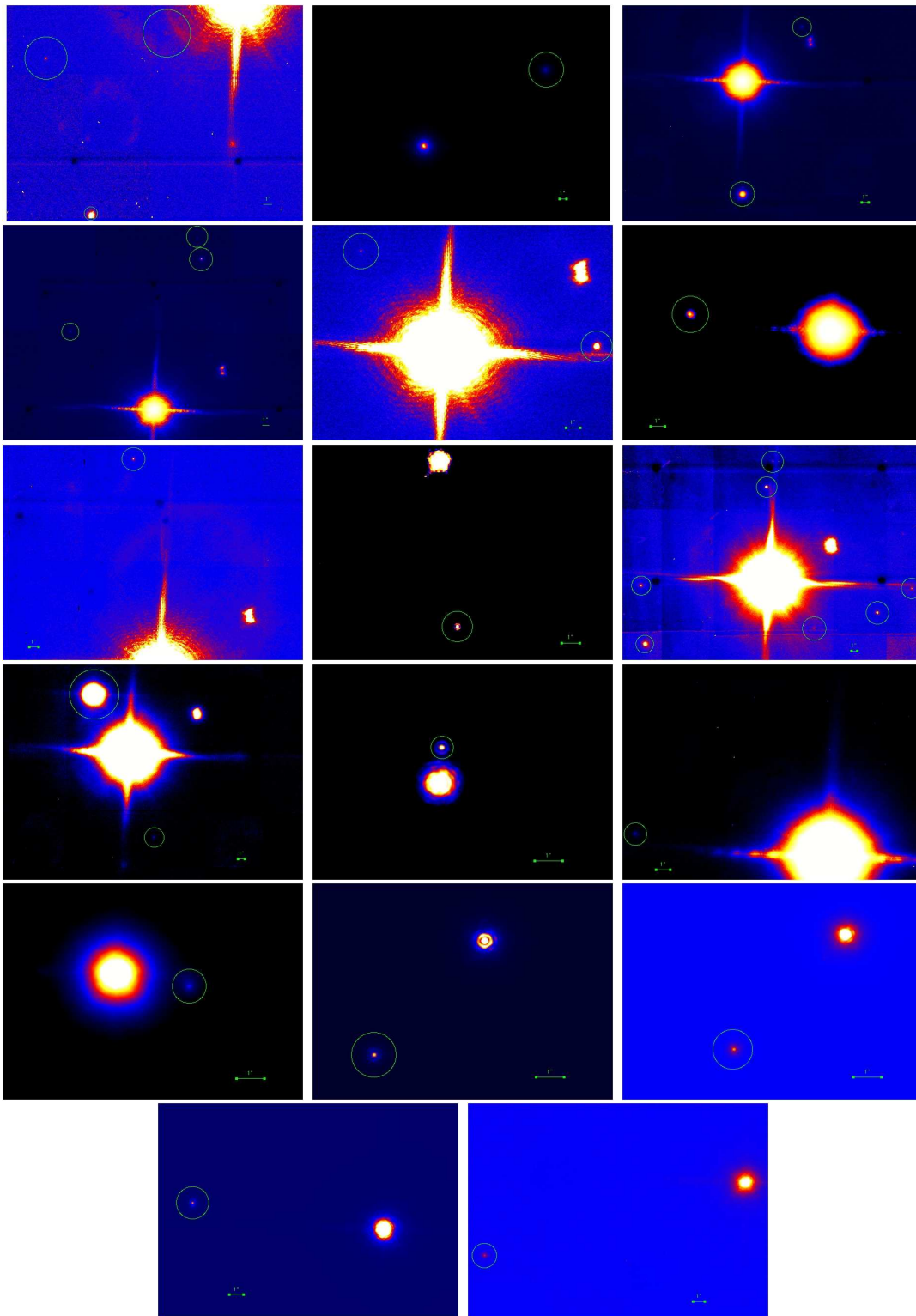


FIG. 6.5 – Candidats compagnons avec PUEO au CFHT : images obtenues en mode saturé. De haut en bas, de gauche à droite : HD 05448 (S, Br γ), HD 16895 (NS, Br γ), HD 25490 (S, Br γ), HD 25867 (S, FeII), HD 25998 (S, FeII), HD 27819 (S, Br γ), HD 30652 (S, FeII), HD 43042 (NS, FeII), HD 48097 (S, H), HD 56537 (S, Br γ), HD 58946 (NS, Br γ), HD 68146 (S, Br γ), HD 73262 (S, Br γ), HD 80290 (NS, Br γ), HD 80290 (NS, FeII), HD 90089 (S, Br γ), HD 92769 (NS, Br γ). La tache diffuse en haut à droite de l'étoile est due à une réflexion parasite.

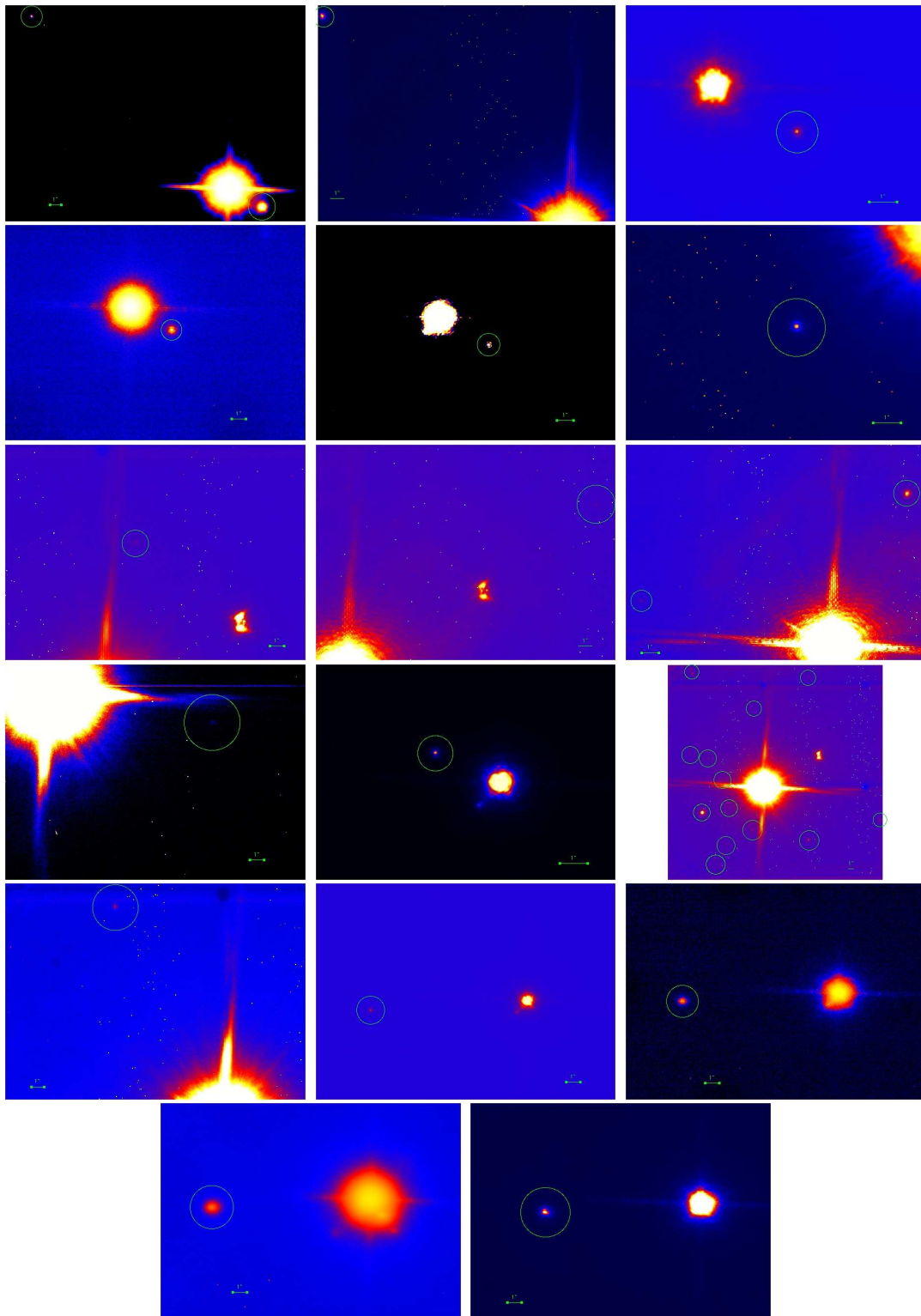


FIG. 6.6 – Candidats compagnons avec PUEO au CFHT : images obtenues en mode saturé. De haut en bas, de gauche à droite : HD 126248 (S, H, 04), HD 126248 (S, H, 05), HD 126248 (S, H, 04), HD 126248 (NS, Br γ , 05), HD 126248 (NS, FeII, 05), HD 146514 (S, H), HD 154431 (S, H), HD 161868 (S, FeII), HD 173667 (S, FeII), HD 180777 (S, H), HD 185395 (S, FeII), HD 192425 (NS, Br γ), HD 197950 (S, H), HD 215648 (S, FeII), HD 215648 (NS, FeII), HD 215648 (NS, Pa β), HD 215648 (S, Br γ). La tache diffuse en haut à droite de l'étoile est due à une réflexion parasite.

6.3 Observations au VLT

6.3.1 Stratégie d'observation

Les étoiles de l'hémisphère sud ont été observées avec NACO au VLT, avec un coronographe pour atteindre de hauts contrastes. Des poses hors masque (sans masque coronographique) ont aussi été acquises. Plus précisément, la stratégie d'observation a été la suivante :

- des poses en mode coronographique sur l'étoile (1 position) pour détecter de faibles CCs.
- des poses sur l'étoile, hors masque et non saturées, pour d'une part obtenir la PSF, et d'autre part mesurer la séparation angulaire et le contraste d'un éventuel CC visible sur ces poses. Cinq positions différentes de l'étoile sont réalisées pour déterminer le fond de ciel. De plus, la pose effectuée dans la première position, la même que sur les poses en mode coronographique, permet de déterminer la position de l'étoile sur ces dernières, et ainsi de déterminer précisément la séparation d'éventuels CCs.
- des poses sur le ciel, avec le même temps de pose total que pour la séquence en mode coronographique, afin de corriger ces dernières du fond de ciel.

6.3.2 Observations effectuées

Une seule mission a été réalisée avec NACO pour ce programme, 3 nuits en novembre 2005 (run 076.C-0270); 26 séquences ont été effectuées, sur 22 étoiles; 25 % du temps a été perdu pour des raisons techniques et météorologiques. Les caractéristiques des étoiles observées figurent dans le tableaux 6.7 et 6.8.

Etoile	type spectral	Vmag	distance (parsecs)	latitude galactique($^{\circ}$)	μ_{α} (mas)	μ_{δ} (mas)	filtre
HD 2834	A0V	4.76	52.7	-68.5	141	20	Ks
HD 3003	A0V	5.07	46.5	-54.4	86	-50	Ks
HD 4293	A7V	5.94	66.6	-74.9	-89	-96	Ks
HD 10939	A1V	5.04	57.0	-62.0	126	59	Ks
HD 14943	A5V	5.90	61.3	-60.5	22	66	Ks
HD 16555	A6V	5.30	44.5	-57.9	111	1	J
HD 16555	A6V	5.30	44.5	-57.9	111	1	Ks
HD 16754	A2V	4.74	39.8	-62.9	92	-15	Ks
HD 20888	A3V	6.03	58.0	-44.6	57	13	Ks
HD 21882	A5V	5.76	62.3	-54.2	-60	-1	J
HD 21882	A5V	5.76	62.3	-54.2	-60	-1	Ks

TAB. 6.7 – Poses effectuées avec NACO au VLT.

Etoile	type spectral	Vmag	distance (parsecs)	latitude galactique($^{\circ}$)	μ_{α} (mas)	μ_{δ} (mas)	filtre
HD 29875	F2V	4.44	20.1	-41.3	-141	-75	Ks
HD 31746	F3V	6.11	30.9	-38.0	101	68	Ks
HD 32743	F2V	5.37	26.2	-37.5	-44	27	J
HD 32743	F2V	5.37	26.2	-37.5	-44	27	Ks
HD 41742	F4V	5.93	27.0	-26.6	-80	254	Ks
HD 43940	A2V	5.88	62.1	-22.2	-6	-23	Ks
HD 49095	F7V	5.92	24.3	-14.8	-205	-304	Ks
HD 50445	A3V	5.94	55.1	-15.3	-40	-59	Ks
HD 68456	F5V	4.74	21.4	-15.0	-155	-298	Ks
HD 75171	A9V	6.03	60.6	-14.2	-64	104	Ks
HD197692	F5V	4.13	14.7	-36.1	-51	-157	Ks
HD213398	A1V	4.29	45.5	-60.0	60	-19	J
HD213398	A1V	4.29	45.5	-60.0	60	-19	Ks
HD220729	F4V	5.53	32.0	-60.5	33	130	Ks
HD224392	A1V	5.00	48.7	-52.3	79	-61	Ks

TAB. 6.8 – Poses effectuées avec NACO au VLT (suite).

6.3.3 Résultats obtenus

Les CCs détectés, ainsi que leur caractérisation, figurent dans le tableau 6.9. Le modèle utilisé pour l'estimation des masses est le modèle COND avec un âge de 1 milliard d'années. Les images correspondantes se trouvent dans la figure 6.7, les CCs étant entourés par un cercle.

Là encore, nous ne disposons pas de poses à une époque qui soit différente et telle qu'elle permette la confirmation des candidats détectés, et les incertitudes n'ont pas été déterminées dans le détail. Nous avons ainsi utilisé des valeurs conservatives : 25 mas pour la séparation angulaire, 0,2 mag pour le contraste. De même que précédemment, comme la précision des magnitudes du catalogue 2MASS est de 0,03 mag, la précision sur la magnitude absolue des CCs est typiquement de 0,2 mag. La précision des parallaxes mesurées par Hipparcos étant généralement meilleure que 1 mas, la précision relative sur la séparation projetée est typiquement de 5%. Et à nouveau, l'incertitude sur la masse déduite des modèles d'évolution est difficile à quantifier : interviennent la pertinence du modèle utilisé, l'âge adopté... En considérant les résultats obtenus avec différents modèles et en tenant compte de l'incertitude portant sur la magnitude absolue, on trouve que cette dernière est négligeable, et que l'ordre de grandeur de l'incertitude sur la masse est de 20%.

Etoile	filtre	séparation angulaire ($''$) (± 25 mas)	contraste (magnitude) ($\pm 0,2$ mag)	magnitude absolue ($\pm 0,2$ mag)	séparation projetée (UA) ($\pm 5\%$)	masse (M_{Jup}) ($\pm 20\%$)
HD 14943	Ks	2.29	5.1	6.6	140	177
HD 16555	Ks	4.81	11.8	13.1	214	50
HD 20888	Ks	4.89	3.8	5.3	300	222
HD 21882	Ks	5.34	13.2	14.4	332	35
HD 29875	Ks	7.08	4.0	6.2	143	189
HD 29875	Ks	7.48	4.1	6.3	151	186
HD 32743	Ks	12.18	7.3	9.6	319	101
HD 32743	Ks	12.24	8.9	11.2	321	74
HD 32743	Ks	15.61	11.0	13.3	409	47
HD 32743	Ks	15.53	11.2	13.5	407	44
HD 41742	Ks	7.43	10.7	13.3	201	47
HD 41742	Ks	5.83	1.7	4.3	157	237
HD 49095	Ks	8.77	13.4	16.1	213	25
HD 49095	Ks	1.31	4.8	7.5	31.9	155
HD 49095	Ks	1.29	5.1	7.8	31.3	147
HD 50445	Ks	nombreux				
HD 68456	Ks	5.42	12.0	14.0	116	39
HD 75171	Ks	14.18	12.4	14.0	860	39
HD 213398	Ks	9.35	13.1	14.1	425	38
HD 220729	Ks	0.49	4.4	6.4	16.0	183
HD 224392	Ks	13.15	9.2	10.5	641	82
HD 224392	Ks	12.43	12.5	13.9	605	41

TAB. 6.9 – Candidats compagnons obtenus avec NACO au VLT.

Les images correspondantes se trouvent dans la figure 6.7.

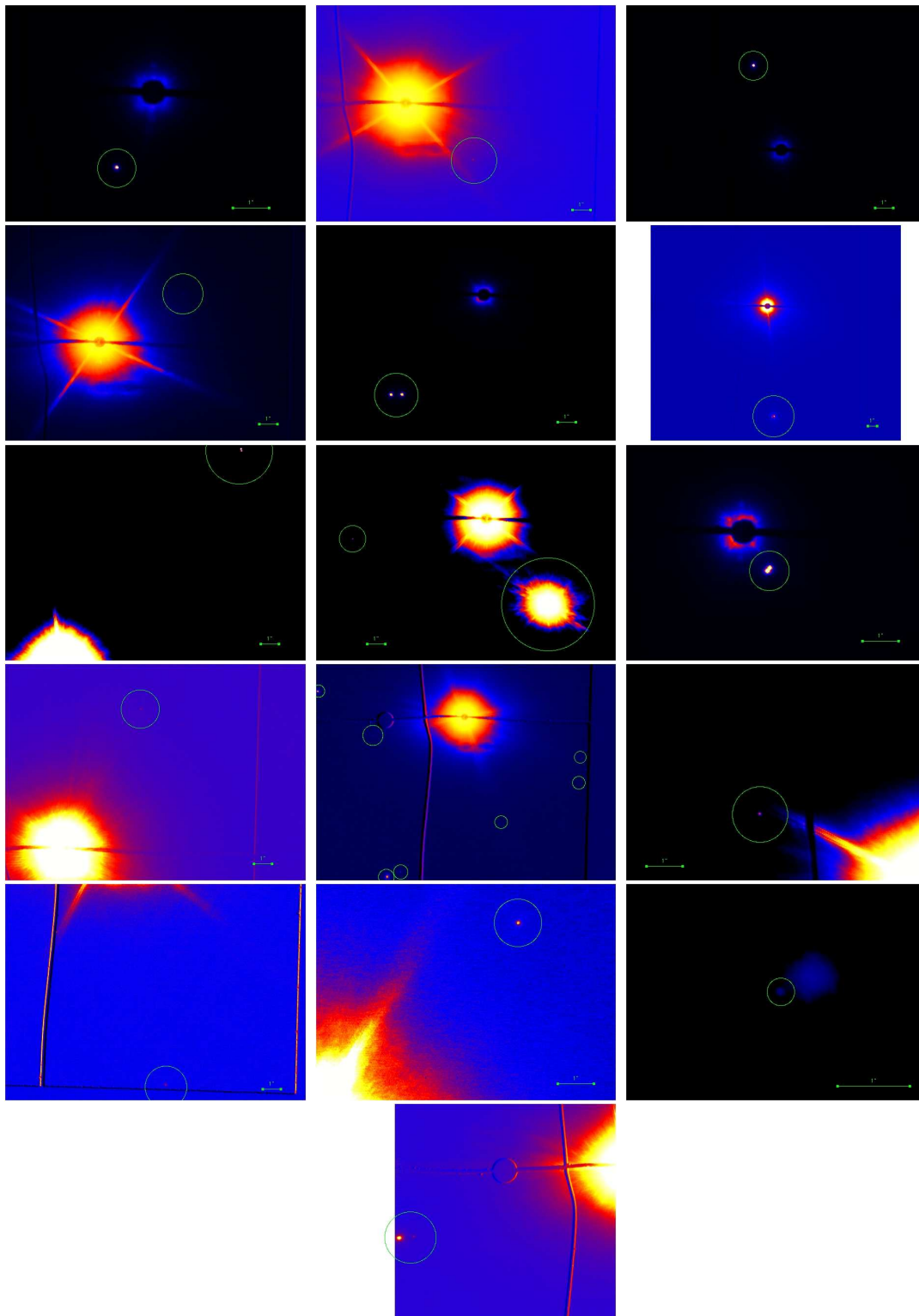


FIG. 6.7 – Candidats compagnons avec NACO au VLT : images obtenues en mode coronographique, avec le filtre Ks et la caméra S27. De haut en bas, de gauche à droite : HD 14943, HD 16555, HD 20888, HD 21882, HD 29875, HD 32743, HD 32743, HD 41742, HD 49095, HD 49095, HD 50445, HD 68456, HD 75171, HD 213398, HD 220729, HD 224392.

6.4 Bilan

Au total, 41 CCs ont été détectés autour de 26 étoiles sur 53 observées avec PUEO. Avec NACO, 21 CCs ont été détectés autour de 14 étoiles sur 22 observées. Les contrastes maximums et séparations angulaires minimums des CCs détectés sont de $12,9 \pm 0,2$ et $(1,30 \pm 0,05)''$ pour les étoiles observées avec PUEO, et de $13,4 \pm 0,2$ et $(0,460 \pm 0,025)''$ pour les CCs détectés avec NACO.

Les masses (avec un modèle COND à un milliard d'années) et distances minimums des CCs détectés sont de $(31 \pm 6) M_{\text{Jup}}$ et (24 ± 1) UA pour les étoiles observées avec PUEO, et de $(25 \pm 5) M_{\text{Jup}}$ et (16 ± 1) UA pour le cas de NACO. S'ils sont physiquement liés à l'étoile observée, 20 CCs observés avec PUEO et 11 avec NACO auraient ainsi une masse inférieure à $75 M_{\text{Jup}}$, et seraient donc des naines brunes ; de plus, 13 CCs observés avec PUEO et 9 avec NACO auraient une masse inférieure à $50 M_{\text{Jup}}$.

Pour savoir si les CCs détectés sont réellement liés à l'étoile-cible ou bien ne sont que le résultat d'un effet de projection, un test consiste à effectuer des observations à des époques différentes : si le CC s'est déplacé avec le même mouvement propre que l'étoile (sans tenir compte d'un mouvement gravitationnel s'il est bien lié), alors le lien physique est réel. Malheureusement, aucun CC détecté ici n'a pu être confirmé de la sorte. De nombreux CCs pourraient n'être que le résultat d'effets de projection, avec une probabilité d'autant plus grande que l'étoile-cible est proche du plan galactique (latitude galactique faible, typiquement inférieure à 15 degrés) ou bien se trouve proche d'un amas d'étoiles. Certains ont été observés avec PUEO lors des missions de juin 2004 et janvier 2005, mais le mouvement propre de l'étoile-cible était trop petit par rapport à la résolution de l'instrument pour effectuer un test significatif.

Par ailleurs, une meilleure caractérisation d'un CC consiste à déterminer sa magnitude absolue dans différentes bandes de longueur d'onde. On peut ensuite comparer ces magnitudes aux résultats attendus avec différents modèles d'évolution. C'est le cas de 4 étoiles observées avec PUEO : sur la figure 6.8, on peut comparer la position des CCs observés dans les bandes H et K par rapport aux modèles DUSTY et COND avec un âge de 1 milliard d'années : seul le CC détecté autour de HD 146514 pourrait correspondre à l'un de ces modèles, mais il s'agirait du modèle DUSTY plutôt que du modèle COND attendu autour des étoiles appartenant à la séquence principale. Les 3 autres appartiennent au domaine stellaire.

Ainsi, en imagerie directe, de nombreux candidats naines brunes ont été détectés et une première caractérisation de ces CCs, assez sommaire, a été effectuée. Mais il faut encore confirmer ces CCs en les observant à nouveau, afin de tester leur lien physique avec l'étoile observée, et obtenir des poses dans différentes bandes de longueur d'onde afin de mieux caractériser les CCs qui auront été confirmés.

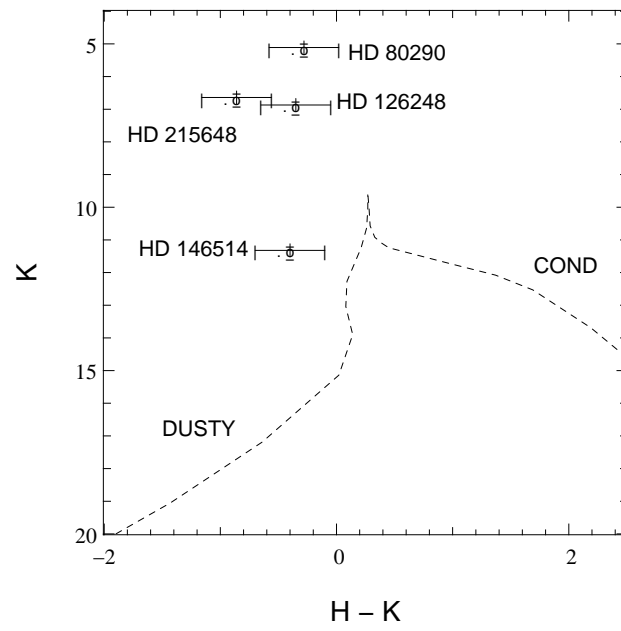


FIG. 6.8 – Position de 4 des candidats compagnons observés dans les bandes H et K par rapport aux modèles DUSTY et COND avec un âge de 1 milliard d’années.

Conclusions et perspectives

Conclusions et perspectives

Les travaux de recherche présentés dans ce manuscrit s'insèrent dans le cadre de la recherche de planètes extrasolaires et se focalisent sur la recherche de planètes et de naines brunes autour d'un échantillon limité en volume d'étoiles naines de type spectral A et F, avec une nouvelle méthode de mesure des vitesses radiales, ainsi qu'en imagerie à haut contraste et haute résolution angulaire.

Travail effectué.

Au cours de ces recherches, je me suis concentré en particulier sur la nouvelle méthode de mesure de vitesses radiales exposée dans ce manuscrit, que j'ai développée dans le cas des étoiles chaudes (type spectral A et F), testée puis appliquée aux étoiles de l'échantillon, observées avec ELODIE (OHP) et HARPS (La Silla). J'ai également développé de premiers diagnostics spécifiques pour ce type d'étoiles, dont une partie est le siège de pulsations, ainsi qu'une méthode permettant de démêler les variations de vitesse radiale d'origine intrinsèque et Képlérienne. Ces diagnostics sont encore exploratoires et devront être approfondis.

Par ailleurs, j'ai aussi conduit cette recherche en imagerie directe à haute résolution angulaire et haut contraste avec les instruments d'optique adaptative PUEO (CFHT) et NACO (VLT). Dans ce domaine, j'ai pu reprendre des méthodes déjà utilisées.

Mon travail a de plus consisté à définir l'échantillon d'étoiles sur lequel sont menées ces recherches, à prendre en charge l'obtention des données (rédaction des demandes de temps, missions d'observations), à créer et gérer les bases de données correspondantes, à traiter ces données puis les analyser en utilisant les outils que j'avais développés si nécessaire, et enfin à assurer la diffusion des résultats obtenus en rédigeant des articles dans une revue à comité de lecture : bref, pour ainsi dire toute la chaîne allant des sources aux conclusions. Bien entendu, des collaborations sont intervenues aux différentes étapes de cette chaîne.

Résultats obtenus.

Concernant la méthode des vitesses radiales, ces recherches ont abouti, avec ELODIE et plus d'une centaine d'étoiles étudiées pendant presque 3 ans, à la découverte de deux planètes, HD 33564b autour d'une étoile F6V et une planète non encore publiée autour d'une étoile F4V, ainsi que d'une naine brune autour d'une étoile A9V pulsante. Elles ont aussi

confirmé l'existence d'une planète autour de Tau Boo (étoile F7V). Avec HARPS et également plus d'une centaine d'étoiles étudiées mais sur une plage de temps beaucoup plus réduite (les observations ont réellement débuté il y a moins d'un an et sont moins bien réparties), de premiers candidats très intéressants (dont des étoiles A) ont été mis en évidence, mais plus de mesures sont nécessaires pour les confirmer. Les précisions atteintes avec HARPS, 3 à 5 fois meilleures qu'avec ELODIE, permettent de vraiment sonder le domaine planétaire pour les étoiles A.

La diversité des vitesses de rotation projetées et de la richesse en raies des spectres des étoiles naines A et F entraîne une grande diversité des précisions de mesure de vitesse radiale, si bien qu'il est difficile de tirer des conclusions concernant la statistique de l'existence de planètes d'une certaine gamme de masse (et de période) autour de ces étoiles. Tout au moins pouvons-nous dire que des planètes ont été détectées autour de 3 des 56 étoiles F observées avec ELODIE ($P \leq 900$ j), ce qui correspondrait à une probabilité de présence de planètes de ce type autour d'étoiles F d'au moins 5-6% i.e. similaire au cas des étoiles plus tardives. Quant aux Jupiters chauds ($M_p \geq 0,5 M_{\text{Jup}}$ et $P \leq 10$ j), un seul cas a été détecté (celui de Tau Boo) parmi les 56 étoiles F observées avec ELODIE, ce qui correspondrait à une probabilité de 1-2%, là encore similaire au cas des étoiles plus tardives. Cependant, le nombre d'étoiles observées et de détections est encore bien peu élevé pour effectuer de telles statistiques. Quant aux étoiles A observées avec ELODIE, les précisions ne sont pas suffisantes pour permettre de telles considérations. Les recherches menées avec HARPS (et bientôt SOPHIE) le permettront, mais elles ne sont pas à un stade suffisamment avancé pour le moment.

S'il n'est pour l'instant pas possible de tirer de conclusion sur le(s) scénario(s) de formation de planètes et de naines brunes compagnons d'étoiles naines de type spectral A et F, il faut cependant noter que les compagnons détectés et caractérisés ont une grande masse (3, 4, 9 et $25 M_{\text{Jup}}$), ce qui va dans le sens des scénarios de formation planétaire actuels qui prédisent des masses de planètes formées plus grandes que dans le cas des étoiles de type solaire ou plus tardives. Un plus grand nombre de détections permettra vraiment de tester l'assertion suivante : "plus la masse de l'étoile-hôte est grande, plus la masse des planètes géantes orbitant autour de cette étoile est grande".

En imagerie directe, complémentaire de la méthode précédente car sensible à de plus grandes séparations, de nombreux candidats naines brunes ont été détectés. J'ai effectué une première caractérisation, assez sommaire, de ces candidats compagnons. Il faut encore confirmer ces candidats en les observant à nouveau, afin de tester leur lien physique avec l'étoile observée. Une caractérisation plus fine des candidats confirmés sera alors effectuée. Par ailleurs, cette étude permettra de tester la corrélation entre la binarité de l'étoile-hôte et la présence et les propriétés des planètes autour de ces étoiles. On peut déjà noter que les étoiles HD 33564 hébergeant une planète et HD 180777 une naine brune, toutes deux détectées avec ELODIE, sont des étoiles simples.

Perspectives.

Ce programme de recherches systématiques de planètes et naines brunes autour de naines A et F comporte de nombreuses perspectives.

Tout d'abord, un approfondissement des diagnostics de variation du profil des raies est nécessaire. Les différentes voies explorées pour diagnostiquer voire caractériser ces variations, dans le cadre de l'utilisation de la méthode des vitesses radiales, sont encore à affiner, et à diversifier si possible. C'est une tâche importante, car de nombreuses étoiles A tardives et F précoces subissent des pulsations et peuvent aussi être le siège d'une activité magnétique, affectant la surface stellaire et le calcul des vitesses radiales.

Ainsi, modéliser l'effet des pulsations sur le spectre d'étoiles, en particulier de naines A tardives et F précoces, permettra de mieux diagnostiquer l'existence de pulsations, voire de corriger - au moins en partie - les vitesses radiales de leurs effets. Il existe de nombreuses difficultés, liées notamment à la diversité des modes de pulsations pouvant exister, voire à leur éventuelle superposition. C'est pourquoi nous nous sommes limités jusqu'à présent au diagnostic de l'existence de pulsations, et non à leur caractérisation. Cela permettrait cependant d'explorer un domaine (masse, période) plus large pour ces étoiles pulsantes, et au passage d'améliorer la connaissance de la physique stellaire de ces étoiles.

Par ailleurs, la métallicité d'une étoile s'est trouvée être un paramètre important dans l'existence ou non de planètes autour de celle-ci. De ce fait, et en vue de comparer les résultats au cas d'étoiles de type solaire, il serait intéressant de mesurer la métallicité des étoiles A-F de notre échantillon. Une méthode pour déterminer cette métallicité est exposée dans l'annexe D. Par manque de temps, cette métallicité n'a pas été déterminée pour les étoiles A-F de notre échantillon, et c'est l'une des ouvertures possibles concernant ce programme de recherches.

Enfin, ce programme va se poursuivre avec HARPS et avec l'installation du spectrographe SOPHIE à l'OHP, ainsi qu'en imagerie directe. La stratégie d'observation pourra être adaptée en fonction des résultats obtenus et des objectifs souhaités, à savoir la caractérisation des variations de vitesse radiale de toutes les étoiles de l'échantillon (et non seulement un diagnostic), ou l'exploration des variations de vitesse du plus grand nombre possible d'étoiles pour augmenter les chances de détecter des planètes et des naines brunes. Un compromis est de toute façon à trouver, qui doit tenir compte de la concurrence internationale dans ce domaine de recherches, particulièrement vive pour les étoiles de type solaire et plus tardives, mais qui pourrait bientôt toucher aussi le cas des naines A-F.

Lorsque la base de temps et la taille de l'échantillon explorés seront suffisants, les propriétés des planètes et naines brunes autour d'étoiles A-F pourront être étudiées d'un point de vue statistique et comparées au cas des étoiles plus froides, moins massives et plus âgées, ce qui permettra de dégager l'impact de la masse de l'étoile-hôte sur le type de compagnons l'entourant et contraindra les modèles décrivant les processus à l'origine de leur formation.

Références Bibliographiques

Bibliographie

- Abt, H., 2000, ApJ 544, 933
- Acke, B., Waelkens, C., 2004, A&A 427, 1009
- Alibert, Y., Mordasini, C., Benz, W., et al., 2005, A&A 434, 343
- Alonso, R., Brown, T.M., Torres, G., et al., 2004, ApJ 613, L153
- Artymowicz, P., Lubow, S.H., 1994, ApJ 421, 651
- Augereau, J.-C., Lagrange, A.-M., Mouillet, D., et al., 1999, A&A 350, L51
- Augereau, J.-C., Nelson, R.-P., Lagrange, A.-M., et al., 2001, A&A 370, 447
- Aumann, H.H., 1985, PASP 97, 885
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., et al., 1998, A&A 337, 403
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., et al., 2002, A&A 382, 563
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T.S., et al., 2003, A&A 402, 701
- Baraffe, I., Selsis, F., Chabrier, G., et al., 2004, A&A 419, L13
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, A&A 119, 373
- Barrado Y Navascues, D., Stauffer, J.-R., Song, I., et al. 1999, ApJ 520, 123
- Bate, M.R., Bonnell, I.A., Bromm, V., 2002, MNRAS 332, L65
- Beaulieu, J.-Ph., Bennett, D., Fouqué, P., et al., 2006, Nature 439, 437
- Benz, W., 2000, SRv 92, 279
- Beust, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., et al. 1990, A&A 236, 202
- Beust, H., Morbidelli, A., 1996, Icar 120, 358
- Beust, H., Morbidelli, A., 2000, Icar 143, 170
- Beuzit, J.-L., Mouillet, D., Dohlen, K., et al., 2005, sf2a conf. 215
- Bikmaev, I.F., Ryabchikova, T.A., Bruntt, H., et al., 2002, A&A 389, 537
- Bond, I.A., Udalski, A., Jaroszynski, M., et al., 2004, ApJ 606, L155
- Boss, A.P., 1997, Science 276, 1836

- Bouchy, F., Pepe, F., Queloz, D., 2001, A&A 374, 733
- Bouchy, F., Pont, F., Santos, N.C., et al., 2004, A&A 421, L13
- Bouchy, F., Udry, S., Mayor, M., et al., 2005, A&A 444, L15
- Breger, M., Montgomery, M.-H., 2000, in *Delta Scuti an Related stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 210
- Bryden, G., Chen, X., Lin, D.N.C., 1999, ApJ 514, 344
- Butler, P., Marcy, G., Williams E., et al. 1997, ApJ 474L, 115B
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., et al., 2000, ApJ 542, 464
- Chabrier, G., 2001, ApJ 554, 1274
- Chabrier, G., 2002, ApJ 567, 304
- Charbonneau, D., Brown, T.M., Latham, D.W., et al., 2000, ApJ 529, L45
- Charbonneau, D., Brown, T.M., Noyes, R.W., 2002, ApJ 568, 377
- Charbonneau, D., Allen, L.E., Megeath, S.T., et al., 2005, ApJ 626, 523
- Chauvin, G., 2003, Ph.D. Thesis, Grenoble
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al., 2004, A&A 425, L29
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al., 2005, A&A 438, L25
- Chelli, A., 2000, A&A 358, L59
- Crifo, F., Vidal-Madjar, A., Lallement, R., et al. 1997, A&A 320, L29
- Deeg, H.J., Doyle, L.R., Kozhevnikov, V.P., 1998, A&A 338, 479
- Deming, D., Seager, S., Richardson, L.J., et al., 2005, Nature 434, 740
- Devillard N., 1997, The Messenger 87
- Doyon, R. Nadeau, D. Vallee, P., 1998, SPIE 3354, 760D
- Duquenois, A., Mayor, M., 1991, A&A 248, 485
- Eggenberger, A., Udry, S., Mayor, M., 2004, A&A 41, 353
- Erspamer, D., North, P., 2003, A&A 398, 1121
- Eyer, L., Grenon, M., 1997, Hipp.Conf 467E
- Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., Hobbs, L.-M., 1987, A&A 185, 267
- Fischer, D., Valenti, J., 2005, ApJ 622, 1102
- Ford, E., Havlickova, M., Rasio, F.A., 2001, Icarus 150, 2
- 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

- Galland, F., Lagrange, A.M., Udry, S., et al. 2006a, A&A 447, 355
- Galland, F., Lagrange, A.M., Udry, S., et al. 2006b, A&A 452, 709
- Geballe, T.R., Knapp, G.R., Leggett, S.K., 2002, ApJ 564, 466
- Glebocki, R., 2000, Aca 50, 211
- Gonzales, G., Laws, C., 2000, AJ 119, 390
- Goodman, J.W., 1985, in *Statistical Optics*, ESO book
- Gray, D.F., 1982, ApJ 255, 200
- Gray, R.O., Corbally, C.J., Garrison, R.F., et al., 2003, AJ 126, 2048
- Griffin, R. E. M., David, M., Verschueren, W., 2000, A&A Suppl. Ser. 147, 299
- Halbwachs, J.-L., 2000, Ecole CNRS de Goutelas XXIII
- Halbwachs, J.-L., Arenou, F., Mayor, M., et al., 2000, A&A 355, 581
- Halbwachs, J.-L., Mayor, M., Udry, S., 2005, A&A 431, 1129
- Handler, G., Balona, L.-A., Shobbrook, R.-R., et al., 2002, MNRAS 333, 262
- Hatzes, A.P., 1996, PASP 839, 843
- Hatzes, A.P., Guenther, E., Endl, M., et al., 2005, A&A 437, 743
- Hayashi, C., 1981, PThPS, 70, 35
- Henry, G.W., Marcy, G.W., Butler, R.P., et al., 2000, ApJ 529, L41
- Hipparcos and Tycho Catalogue (The), 1997, ESA SP-1200
- Hoffleit, D., Warren Jr, W.H., 1991, Bright Star Catalogue (5th Revised Ed.), NSSDC/ADC
- Holman, M., Touma, J., Tremaine, S., 1997, Nature 386, 254
- Holweger, H., Hempel, M., Van Thiel, T., et al. 1997, A&A 320, L49
- Ida, S., Lin, D.N.C, 2005, ApJ 626, 1045I
- Ikoma, M., Nakazawa, K., Emori, H., 2000, ApJ 537, 1013
- Jashek, C., Jashek, M., 1987, in *The Classification of Stars*, Cambridge University Press
- Jorissen, A., Mayor, M., Udry, S., 2001, A&A 379, 992
- Kaye, A.B., Handler, G., Krisciunas, K., et al., 1999, PASP 111, 840
- King, J.R., Villarreal, A.R., Soderblom, D.R., et al., 2003, AJ 125, 1980
- Kirkpatrick, J.D., Reid, I.N., Liebert, J., et al., 1999, ApJ 519, 802
- Knoechel, G., Von der heide K., 1978, A&A 67,209
- Koen, C., Eyer, L., 2002, MNRAS 331, 45

- Koen, C., Balona, L.-A., Khadaroo, K., et al, 2003, MNRAS 344, 1250
- Konacki, M., Torres, G., Jha, S., et al., 2003, Nature 421, 507
- Konacki, M., Torres, G., Sasselov, D.D., et al., 2005, ApJ 624, 372
- Kurucz, R.L., 1993, CD-ROMs, ATLAS9 Stellar Atmospheres Programs and 2 km/s Grid (Cambridge : Smithsonian Astrophys. Obs.)
- Lagrange-Henri, A.-M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., 1988, A&A 190, 275
- Lagrange-Henri, A.-M., Gosset, E., Beust, H., et al. 1992, A&A 264, 637
- Lagrange, A.-M., Backman, D.-E., Artymowicz, P. , 2000, in *Proceedings of Protostars and Planets IV*, University of Arizona Press, Tucson
- Lagrange, A.-M., Chauvin, G., Fusco, T., 2003, SPIE 4841, 860
- Lagrange, A.-M., Augereau, J.-C., 2004, in *Planetary systems and planets in systems*, ISSI workshop
- Lamers, H., Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., 1997, A&A 328, 321
- Lampens, P., Kovalevsky, J., Froeschle, M., et al., 1997, Hipp Conf 421L
- Lecavelier Des Etangs, A., Deleuil, M., Vidal-Madjar, A., et al. 1995, A&A 299, 557
- Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., 1996, A&A 307, 542
- Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Burki, G., et al. 1997, A&A 328, 311
- Leggett, S.K., Golimovski D.A., Xiaohui, F., et al., 2002, ApJ 564, 452
- Lenzen, R., Hofmann, R., Bizenberger, P., et al, 1998, SPIE Vol. 3354
- Lin, D., Bodenheimer, P., Richardson, D.C., 1996, Nature 380, 606
- Lin, D., Ida, S., 1997, ApJ 477, 781
- Linnell Nemeç, A. F., Nemeç, J. M., 1985, BAAS 17, 597
- Lissauer, J.J., Stevenson, D.J., 2006, in *Proceedings of Protostars and Planets V*, University of Arizona Press, Tucson
- Lovis, C., Mayor, M., Udry, S., 2005, in *Proceedings of the 13th Cool Stars Workshop*, ESA SP series
- Marcy, G.W., Butler, R.P., Fischer, D., et al., 2003, in *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets*, ASP Conf. Ser.
- Marcy, G.W., Butler, R.P., Fischer, D., et al., 2005, Progress of Theoretical Physics Supplement, 158, 24
- Martin, E. L., Basri, G., Delfosse, X., et al., 1997, A&A 327, L29
- Masset, F.S., Papaloizou, J.C.B., 2003, ApJ 588, 494
- Mathias, P., Le Contel, J.-M., Chapellier, E., 2004, A&A 417, 189
- Mayor, M., Queloz, D., 1995, Nature 378, 355
- Mayor, M., et al., 2003, in *Planetary Systems and Planets in Systems*, ISSI Workshop

- Mazeh, T., Krymolowski, Y., Rosenfeld, G., 1997, ApJ 477, L103
- Mazeh, T., Naef, D., Torres, G., 2000, ApJ 532, L55
- Mazeh, T., Zucker, S., Pont, F., 2005, MNRAS 356, 955
- McCaughrean, M.J., Stauffer, J.R., 1994, AJ 108, 1382
- Melo, C., 2001, Ph.D. Thesis, Geneva
- Mouillet, D., Larwood, J.-D., Papaloizou, J.-C.-B., et al. 1997, MNRAS 292, 896
- Muzerolle, J., Hillenbrand, L., Calvet, N., et al., 2003, ApJ 592, 266
- Naef, D., Mayor, D., Beuzit, J.-L., et al., 2005, in *13th Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, ESA SP-560
- Nakajima, T., 1995, Nature 378, 463
- Nelson, R., Papaloizou, J., Masset, F., et al., 2000, MNRAS 318, 18
- Neuhauser, R., Guenther, E.W., Wuchterl, G., 2005, A&A 435, L13
- Nordtrom B., Mayor, M., Andersen J., et al., 2004, A&A 418, 989
- Noyes, R.W., Weiss, N.O., Vaughan, A.H., 1984, ApJ 287, 769
- Patten, B.M., Willson, L.A., 1991, AJ 102, 123
- Pätzold, M., Rauer, H., 2002, ApJ 568, L117
- Paunzen, E., Weiss, W.W., Heiter, U., et al., 1997, A&A 123, 93
- Pepe, F., Mayor, M., Rupprecht, G., et al., 2002, The ESO Messenger 110, 9
- Perryman, M.A.C., 2000, RPPh 63, 1209
- Perryman, M.A.C., Hainaut, O., Dravins, D., et al., 2005, in *Working Group on Extra-Solar Planets*, ESA-ESO Report
- Pizzolato, N., Maggio, A., Micela, G., 2003, A&A 397, 147
- Pont, F., Bouchy, F., Queloz, D., et al., 2004, A&A 426, L15
- Pont, F., Melo, C.H.F., Bouchy, F., et al., 2005a, A&A 433, L21
- Pont., F., 2005b, in *Tenth anniversary of 51Peg b - status and prospects of hot Jupiter studies*, in press
- Queloz, D., Henry, G. W., Sivan, J. P., et al. 2001, A&A 379, 279
- Radick, R.R., Lockwood, G.W., Skiff, B.A., et al., 1998, ApJ 118, 239
- Rasio, F.A., Ford, E., 1996, Science 274, 954
- Rebolo, R., Zapatero-Osorio, M. R., Martin, E. L., 1995, Nature 377, 129
- Reipurth, B., Clarke, C., 2001, ApJ 122, 432
- Rigaut, F., Salmon, D., Arsenault, R., 1998, PASP 110, 152R
- Roberts, D.-H., Lehar, J., Dreher, J.W., 1987, AJ 93, 968

- Rodríguez, E., López-González, M.J., López de Coca, P., 2000, A&A 144, 469
- Santos, N.C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2002, A&A 392, 215
- Santos, N.C., Israelian, G., Mayor, et al., 2003, A&A 398, 363
- Santos, N.C., Bouchy, F., Mayor, M., et al. 2004a, A&A 426 , L19
- Santos, N.C., Isrealian, G., Mayor, M., 2004b, A&A 415, 1153
- Sato, B., Ando, H., Kambe, E., et al. 2003, ApJ 597L, 157
- Sato, B., Fischer, D., Henry, G., et al., 2005, ApJ 633, 465
- Schatzman, E., Praderie, F., 1990, in *Les Etoiles*, CNRS
- Schmidt-Kaler, T., 1982, in *Landolt-Börnstein*, New Series, Gr. 6, Vol. 2-B.
- Schneider, G., Smith, B.A., Becklin, E.E., et al., 1999, ApJ 513L, 127
- Setiawan, J., Rodmann, J., Da Silva, L., et al., 2005, A&A 437, L31
- Simon, T., Landsman, W., 1991, ApJ 380, 200
- Smith, B.-A., Terrile, R.-J., 1984, Sci 226, 1421
- Snedden, C., 1973, Ph.D. Thesis, University of Texas
- Soderblom, D.R., Jones, B.F., Fisher, D., 2001, ApJ 563, 334
- Stauffer, J.R., Liebert, J., Giampapa, M., et al., 1994, ApJ 108, 160
- Stevenson, D. J., 1982, P&SS 30, 755
- Trilling, D.E., Benz, W., Guillot, T., et al., 1998, ApJ 500, 428
- Udalski, A., Jaroszynski, M., Paczynski, B., et al., 2005, ApJ 628, L109
- Udry, S., Mayor, M., Naef, D., et al., 2000, A&A 356, 590
- Udry, S., Mayor, M., Naef, D., et al., 2002, A&A 390, 267
- Udry, S., Mayor, M., Santos, N.C., 2003a, A&A 407, 369
- Udry, S., Mayor, M., Queloz, D., 2003b, in *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets*, ASP Conf. Ser.
- Udry, S., Eggenberger, A., Mayor, M., et al., 2004a, RMxAC 21, 207
- Udry, S., Mayor, M., Beuzit, J.-L., et al., 2004b, RMxAC 21, 215
- Udry, S., Mayor, M., Benz, W., et al., 2006, A&A in press
- Udry, S., Fischer, D., Queloz, D., 2006, in *Proceedings of Protostars and Planets V*, University of Arizona Press, Tucson
- Véran, J.P., 1997, Ph.D. Thesis, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Ferlet, R., 1998, P&SS 46, 629

- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Desert, J.-M., et al., 2003, *Nature* 422, 143
- Vidal-Madjar, A., Desert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., et al., 2004, *ApJ* 604, L69
- Walker, H.J., Wolstencroft, R.D., 1988, *PASP* 100, 1509
- Ward, W.R., 1997, *ApJ* 482, L211
- Weidenschilling, S.J., Marzari, F., 1996, *Nature* 384, 619
- Whitworth, A.P., Goodwin, S.P., 2005, *AN* 326, 899
- Wolszczan, A., Frail, D.A., 1992, *Nature* 355, 145
- Youdin, A.N., Shu, F.H., 2002, *ApJ* 580, 494
- Zucker, S., Mazeh, T., 2002, *ApJ* 568, L113

Glossaire

AO : Adaptive Optics (Optique Adaptative)
AU : Astronomical Unit (Unité Astronomique)
CC : Companion Candidate (Candidat Compagnon)
CCF : Cross Correlation Function (Fonction de corrélation croisée)
CFH(T) : Canada-France-Hawaii(Telescope)
ESA : European Space Agency
ESO : European Southern Observatory
ETL : Equilibre Thermodynamique Local
EW : Equivalent Width (Largeur Equivalente)
FWHM : Full Width at Half Maximum (Largeur à mi-hauteur)
HR : Hertzsprung-Russel (diagramme de)
IR : InfraRouge
MS : Main Sequence (Séquence Principale)
NACO : NAOS/CONICA
OHP : Observatoire de Haute Provence
PMS : Pre-Main Sequence (pré-Séquence Principale)
PSF : Point Spread Function (Fonction d'Étalement de Point)
PUE'O : CFHT Adaptive Optics Bonnette
RV : Radial Velocity (Vitesse Radiale)
TF : Transformée de Fourier
UV : UltraViolet
VLT : Very Large Telescope

Annexes

Annexe A

Démonstrations pour le calcul des vitesses radiales

Nous démontrons ici diverses formules utilisées dans le calcul des vitesses radiales exposé dans le Chapitre 2, telles que l'expression de la variance intervenant dans le calcul des vitesses radiales, la valeur de l'incrément en vitesse lors des itérations, ainsi que l'incertitude correspondant à la vitesse finale.

Démonstration de la variance intervenant dans le calcul des vitesses radiales

Nous démontrons ici l'expression de la variance $\sigma^2(\nu)$ de $Im[\hat{C}(\nu)]$ intervenant dans le calcul des vitesses radiales et des incertitudes associées. Comme $\hat{C}(\nu_j) = e^{-2i\pi\nu_j\lambda_0\frac{v}{c}}\hat{I}(\nu_j)$, nous allons déterminer $\sigma^2[Im[\hat{C}(\nu)]]$ en calculant $\sigma^2[Im[\hat{I}(\nu)]]$. Cette variance peut s'écrire : $\sigma^2[Im(\hat{I})] = E[Im^2(\hat{I})] - E[Im(\hat{I})]^2$, E étant l'espérance mathématique. Pour trouver l'expression de ces variances, inspirons-nous de Goodman (1985). Comme le flux lumineux reçu de l'étoile observée peut être vu comme un ensemble de photons, la distribution mesurée peut s'écrire :

$$D(x) = \sum_j \frac{1}{b(x)} \delta(x - x_j)$$

où b est la fonction de blaze imposée par le réseau utilisé et x la coordonnée dans l'espace des pixels du détecteur. La TF de D peut donc s'écrire :

$$\hat{D}(f) = \sum_j \frac{1}{b(x_j)} e^{-2i\pi x_j f}$$

où f est la fréquence dans l'espace de Fourier associé à l'espace des pixels. D_i correspondant à un spectre donné et D_r au spectre de référence, l'interspectre des distributions (équivalente à l'interspectre des flux mesurés) s'écrit :

$$\hat{I}(f) = \hat{D}_r(f) \hat{D}_i^*(f) = \sum_j \sum_k \frac{1}{b_r(x_j)} \frac{1}{b_i(x_k)} e^{-2i\pi(x_j - x_k)f}$$

Or la partie imaginaire de l'interspectre peut se décomposer en : $Im(\hat{I}) = \frac{\hat{I} - \hat{I}^*}{2i}$ donc $Im^2(\hat{I}) = \frac{1}{4}(2|\hat{I}|^2 - \hat{I}^2 - \hat{I}^{*2})$ d'où $E[Im^2(\hat{I})] = \frac{1}{4}(2E[|\hat{I}|^2] - E[\hat{I}^2] - E[\hat{I}^{*2}])$. Calculons tout d'abord $E[|\hat{I}|^2]$:

$$E[|\hat{I}|^2] = E[\hat{I} \hat{I}^*] = E \left[\sum_j \sum_k \sum_l \sum_m \frac{1}{b_r(x_j)} \frac{1}{b_i(x_k)} \frac{1}{b_r(x_l)} \frac{1}{b_i(x_m)} e^{-2i\pi(x_j - x_k - x_l + x_m)f} \right]$$

Les termes où $j = l$ et $k = m$ interviennent *via* $\sum_j \sum_k \frac{1}{b_r^2(x_j)} \frac{1}{b_i^2(x_k)}$ et comme $\sum_{j, photons} \frac{1}{b^2(x_j)} = \sum_{j, pixels} \frac{S_b(x_j)}{b^2(x_j)} = K \sum_{j, pixels} \frac{S(x_j)}{b(x_j)}$, S_b étant le spectre blazé, S le spectre déblazé normalisé à 1 et K le nombre de photons équivalent pour le spectre déblazé, ces termes interviennent *via* $K_r K_i \sum_j \sum_k \frac{S_r(x_k)}{b_r(x_k)} \frac{S_i(x_j)}{b_i(x_j)} = B_r B_i = K_r K_i B^2$ avec $B = \sum_k \frac{S_r(x_k)}{b_r(x_k)}$, $B_r = K_r B$ et $B_i = K_i B$.

Les termes où $j = l$ et $k \neq m$, interviennent *via* :

$$B_r \sum_k \sum_m \int \int \frac{1}{b_i(x_k)} \frac{1}{b_i(x_m)} e^{-2i\pi(x_k + x_m)f} P_i(x_k) P_i(x_m) dx_k dx_m$$

P étant la distribution de probabilité associée à l'arrivée des photons sur le détecteur (statistique de Poisson). Comme $P(x) = \frac{S_b(x)}{\int S_b(x) dx}$, et que $\int S_b(x) dx = K_b$, K_b étant le nombre de photons correspondant à S_b , la contribution de tous ces termes, au nombre de $K_{b,i}^2 - K_{b,i}$, s'écrit :

$$E[K_{b,i}^2 - K_{b,i}] B_r \frac{|TF[S_{b,i}(x)/b_i(x)](f)|^2}{K_{b,i}^2} = B_r |TF[S_{b,i}(x)/b_i(x)](f)|^2 = B_r K_i^2 |\hat{S}_i(f)|^2$$

On effectue le même raisonnement pour les autres termes, ce qui donne au final :

$$E[|\hat{I}|^2] = B_r B_i + B_r K_i^2 |\hat{S}_i|^2 + B_i K_r^2 |\hat{S}_r|^2 + K_r^2 K_i^2 |\hat{S}_r|^2 |\hat{S}_i|^2$$

$$E[|\hat{I}|^2] = K_r K_i \left(B^2 + (K_r + K_i) B |\hat{S}_r|^2 + K_r K_i |\hat{S}_r|^4 \right)$$

Considérons à présent $E[\hat{I}^2]$. A nouveau, le même type de raisonnement donne :

$$E[\hat{I}^2] = K_r K_i \left(|G|^2 + K_r \hat{S}_r^2 G^* + K_i \hat{S}_r^{*2} G + K_r K_i |\hat{S}_r|^4 \right)$$

où $G(f) = TF\left[\frac{S_r}{b_r}\right](2f)$. On en déduit :

$$E[\hat{I}^2] + E[\hat{I}^{*2}] = 2K_r K_i \left(|G|^2 + (K_r + K_i) Re[\hat{S}_r^2 G] + K_r K_i |\hat{S}_r|^4 \right)$$

Par ailleurs, $E[Im(\hat{I})] = \frac{1}{2i}(E[\hat{I}] - E[\hat{I}^*])$, et on obtient $E[\hat{I}] = K_r K_i \hat{S}_r \hat{S}_i^*$ *via* le même type de raisonnement que précédemment. On en déduit :

$$(E[Im(\hat{I})])^2 = -\frac{K_r^2 K_i^2}{4} \left(|\hat{S}_r|^4 + |\hat{S}_r|^4 - 2|\hat{S}_r|^4 \right) = 0$$

Finalement, la variance recherchée est :

$$\begin{aligned} \sigma^2[Im(\hat{C})] = \sigma^2[Im(\hat{I})] = & \frac{1}{2} K_r K_i \left(B(B + (K_r + K_i)|\hat{S}_r(f)|^2) \right. \\ & \left. - |G(f)|^2 - (K_r + K_i) Re[\hat{S}_r(f)^2 G(f)] \right) \end{aligned}$$

avec S_r le spectre de référence déblazé et normalisé à 1, K_r et K_i les nombres de photons des spectres déblazés, et :

$$B = \sum_k \frac{S_r(x_k)}{b_r(x_k)}$$

$$G(f) = TF \left[\frac{S_r}{b_r} \right] (2f)$$

Démonstration de l'incrément en vitesse et de l'incertitude sur la vitesse

On détermine la vitesse radiale en utilisant une méthode des moindres carrés non linéaire pour déterminer itérativement la vitesse. La méthode utilisée ici, proche de celle décrite dans Knoechel & Von der Heide(1978), est décrite ci-dessous.

Soit \tilde{f}_j une fonction que l'on veut déterminer, et f_j l'estimateur correspondant. En effectuant un développement limité au premier ordre, i.e. en linéarisant, on obtient $\tilde{f}_j - f_j = \sum_j dx_k \frac{\partial f_j}{\partial x_k}$. Soit à présent la matrice $(\tilde{f}_j)_j$ que l'on cherche à déterminer. On veut donc faire converger le vecteur Δ des différences entre les f_j et les \tilde{f}_j vers le vecteur nul. Si A est la matrice $(\frac{\partial f_j}{\partial x_k})_{j,k}$ et dX le vecteur $(dX_j)_j$ représentant le pas d'une itération visant à faire converger la matrice $(f_j)_j$ vers $(\tilde{f}_j)_j$, alors on a après linéarisation $AdX = \Delta$, d'où ${}^t AAdX = {}^t A\Delta$, soit $dX = [{}^t AA]^{-1} {}^t A\Delta$. La variance correspondante est $\sigma^2 = [{}^t AA]^{-1}$. On néglige ici les termes non diagonaux de la matrice de covariance, ne considérant donc que cette variance. La valeur à minimiser pour faire converger $(f_j)_j$ vers $(\tilde{f}_j)_j$ est : $\chi^2 = {}^t \Delta \Delta$. La valeur réduite correspondante est $\chi_n^2 = \frac{{}^t \Delta \Delta}{N-k}$ où N est le nombre de points de fréquence et k le nombre de paramètres.

Dans le cadre de la mesure de vitesse radiale, on cherche à faire converger $f_j = \frac{Im[\hat{C}(\nu_j)]}{\sigma(\nu_j)}$ vers $\tilde{f}_j = 0$, pour chaque point de fréquence ν_j . En effet, on a défini \hat{C} au deuxième chapitre tel que $Im[\hat{C}(\nu_j)] = \sin(2\pi\nu_j \lambda_0 \frac{v-u}{c}) |\hat{S}_r(\nu_j)|^2$, où u est la vitesse à trouver et v le paramètre libre : on cherche à faire converger v vers u . v étant le seul paramètre libre, la matrice A se réduit au vecteur $(\frac{\partial f_j}{\partial v})_j$. De $f_j = \frac{Im[\hat{C}(\nu_j)]}{\sigma(\nu_j)}$, on tire :

$$\frac{\partial f_j}{\partial v} = \frac{2\pi\nu_j \lambda_0}{c} \cos(2\pi\nu_j \lambda_0 \frac{v-u}{c}) |\hat{S}_r(\nu_j)|^2 \frac{1}{\sigma(\nu_j)} = \frac{2\pi j \lambda_0}{c \Delta \lambda} \frac{Re[\hat{C}(\nu_j)]}{\sigma(\nu_j)}$$

car $\nu_j = \frac{j}{\Delta\lambda}$, avec $\Delta\lambda$ la plage de longueurs d'onde utilisée dans l'ordre considéré.
D'où :

$${}^t AA = \sum_j \left(\frac{\partial f_j}{\partial v} \right)^2 = \sum_j \left(\frac{2\pi j \lambda_0}{c \Delta\lambda} \right)^2 \frac{Re^2[\hat{C}(\nu_j)]}{\sigma^2(\nu_j)}$$

$${}^t A\Delta = \sum_j f_j \frac{\partial f_j}{\partial v} = \sum_j \frac{2\pi j \lambda_0}{c \Delta\lambda} \frac{Re[\hat{C}(\nu_j)] Im[\hat{C}(\nu_j)]}{\sigma^2(\nu_j)}$$

Et le χ^2 considéré est bien (à diviser par N-1 pour une valeur réduite) :

$$\chi^2 = {}^t \Delta\Delta = \sum_j f_j^2 = \sum_j \frac{Im^2[\hat{C}(\nu_j)]}{\sigma^2(\nu_j)}$$

L'incrément en vitesse à appliquer à chaque itération est :

$$dv = [{}^t AA]^{-1} {}^t A\Delta = \frac{\frac{2\pi\lambda_0}{c\Delta\lambda} \sum_j j \frac{Re[\hat{C}(\nu_j)] \cdot Im[\hat{C}(\nu_j)]}{\sigma^2(\nu_j)}}{\left(\frac{2\pi\lambda_0}{c\Delta\lambda}\right)^2 \sum_j j^2 \frac{Re^2[\hat{C}(\nu_j)]}{\sigma^2(\nu_j)}}$$

De plus, l'incertitude sur la vitesse trouvée ϵ_{vr} est telle que :

$$\epsilon_{vr}^2 = [{}^t AA]^{-1} = \frac{1}{\left(\frac{2\pi\lambda_0}{c\Delta\lambda}\right)^2 \sum_j j^2 \frac{Re^2[\hat{C}(\nu_j)]}{\sigma^2(\nu_j)}}$$

Ce sont ces expressions qui ont été utilisées dans le calcul des vitesses radiales lors de nos recherches systématiques de planètes et naines brunes autour d'étoiles A et F.

Annexe B

Estimation de la métallicité

La métallicité d'une étoile (nous entendons par-là l'abondance en fer, $[\text{Fe}/\text{H}]$) s'est trouvée être un paramètre important dans l'existence ou non de planète autour celle-ci. De ce fait, et en vue de comparer les résultats au cas d'étoiles de type solaire, il serait intéressant d'évaluer la métallicité des étoiles A-F de notre échantillon. Nous allons suivre la méthode décrite dans Santos et al. (2000).

Pour estimer l'abondance d'un élément donné, on peut considérer les raies d'absorption générées par cet élément dans un spectre. Cette mesure se fait *via* la surface des raies (et donc leur largeur équivalente, qui est la largeur d'une raie rectangulaire avec un niveau de continuum ramené à 1), qui est reliée à l'abondance de l'élément correspondant. Malheureusement, l'abondance de l'élément absorbant n'est pas le seul paramètre influant sur la surface des raies : interviennent aussi la température, la pression, la gravité, la turbulence (etc...), ce pour les différentes profondeurs de l'étoile dans lesquelles se forment les raies d'absorption. Il faut donc évaluer aussi ces paramètres pour les différentes profondeurs en jeu pour pouvoir déduire l'abondance à partir de la surface des raies observées. Un moyen d'y parvenir est de déterminer un modèle d'atmosphère pertinent pour l'étoile considérée, i.e. la variation de la température, de la pression, de la densité de masse (etc...) en fonction de la profondeur optique.

Voyons ces différentes étapes, dans le cas de la détermination de la métallicité i.e. de l'abondance en Fe.

Détermination des largeurs équivalentes

Les raies choisies doivent être créées par l'élément Fe, et on peut considérer pour ce type d'étoiles des atomes de Fe, neutres (FeI), ou des ions de Fe, ionisés une fois (FeII). Une préférence est portée aux ions FeII, car les raies provenant de FeI sont souvent générées hors ETL, donc le modèle d'atmosphère risque de ne pas convenir.

Une fois identifiées les raies de FeI et FeII dans le spectre de l'étoile considérée, on peut mesurer leur largeur équivalente, en mesurant leur surface. Le tableau B.1 indique les raies sélectionnées, ainsi que χ_L (potentiel d'ionisation) et $\log gf$ (lié aux probabilités de transition),

TAB. B.1 – Raies de FeI et FeII sélectionnées pour la mesure de métallicité.

FeI			FeII		
$\lambda_0(\text{\AA})$	χ_L	$\log gf$	$\lambda_0(\text{\AA})$	χ_L	$\log gf$
5044.22	2.85	-2.042	5234.63	3.22	-2.20
5247.06	0.09	-4.932	6084.11	3.20	-3.75
5322.05	2.28	-2.896	6149.25	3.89	-2.70
5806.73	4.61	-0.893	6247.56	3.89	-2.30
5852.22	4.55	-1.187	6369.47	2.89	-4.11
5855.08	4.61	-1.529	6416.93	3.89	-2.60
5856.09	4.29	-1.564	6432.68	2.89	-3.29
6027.06	4.08	-1.180			
6056.01	4.73	-0.498			
6079.02	4.65	-1.009			
6089.58	5.02	-0.883			
6151.62	2.18	-3.296			
6157.74	4.07	-1.240			
6159.38	4.61	-1.860			
6165.37	4.14	-1.503			

tirées de Gonzales & Laws (2000).

Modèle d'atmosphère

Le modèle d'atmosphère peut être déterminé en interpolant des modèles existants (e.g. les modèles de Kurucz, 1993) avec les meilleures valeurs des paramètres atmosphériques auxquelles nous avons accès. Adoptant une démarche itérative, on peut prendre dans un premier temps, comme valeurs initiales, les données disponibles dans la littérature, puis itérer avec les valeurs données par le modèle interpolé précédent.

- Température effective.

On peut prendre comme première valeur pour la température effective, celle issue de la relation photométrique entre B-V et T_{eff} , en supposant une métallicité solaire (Alonso et al. 1996).

Pour les étoiles A, on pourrait aussi déterminer T_{eff} à partir de l'ajustement des raies de l'hydrogène avec un spectre synthétique de Kurucz. L'avantage en serait que ces raies sont peu sensibles à la métallicité et à la gravité de surface ($\log g$), ce qui donnerait une meilleure première valeur pour T_{eff} .

- Masse, gravité de surface.

Pour déterminer la gravité de surface, on peut utiliser la relation existant entre celle-ci et

la masse de l'étoile (Santos et al. 2004).

Reste alors à déterminer la masse de l'étoile, ce qui n'est pas aisé. Une façon de procéder consiste à déterminer tout d'abord la luminosité de l'étoile connaissant la distance (*via* la parallaxe Hipparcos) et T_{eff} : $L = 4\pi d^2 \sigma_S T_{eff}^4$ où σ_S est la constante de Stephen. Ensuite, on peut utiliser des isochrones (modèles de Genève par exemple) pour en déduire la masse de l'étoile ; ces modèles nécessitent la connaissance de V, B-V, [Fe/H], parallaxe, correction bolométrique (Flower, 1996 ; donne aussi T_{eff}) ; ils sont pertinents pour $M > 0.8 M_{\odot}$.

Dans un premier temps, on peut considérer la masse grossière correspondant à la valeur mesurée de la luminosité, donnée par $L \propto M^{3.8 \pm 0.3}$ pour le domaine de masse des naines A et F (Lampens et al. 1997).

- Micro-turbulence.

L'influence de la micro-turbulence est faible ; on peut prendre une valeur standard d'après des références bibliographiques.

- Obtention du modèle d'atmosphère par interpolation.

On interpole alors les modèles de Kurucz ATLAS9 à 72 couches (Kurucz 1993) avec ces valeurs de T_{eff} , $\log g$ et micro-turbulence, pour obtenir le modèle d'atmosphère correspondant de l'étoile, i.e. la variation des différents paramètres en fonction de la profondeur optique.

Métallicité

On peut ensuite utiliser le logiciel MOOG (Snedden 1973 révisé), qui calcule la largeur équivalente des raies à partir de l'équation de transfert radiatif pour le modèle considéré d'atmosphère, et compare cette largeur à la largeur mesurée sur le spectre réel ; ce calcul est itéré en faisant varier l'abondance de l'élément jusqu'à obtenir des valeurs compatibles de largeurs de raies, et le logiciel fourni l'abondance correspondant à la convergence du processus, pour chaque raie considérée. L'abondance retenue pour cet élément est la moyenne sur les valeurs obtenues pour toutes les raies considérées.

On peut ensuite itérer tout le processus, utiliser la valeur obtenue de la métallicité pour en déduire une meilleure estimation de T_{eff} et un meilleur modèle d'atmosphère, puis une meilleure estimation de la métallicité...

Par manque de temps, la métallicité des étoiles A-F de l'échantillon n'a pas été déterminée, et c'est l'une des ouvertures possibles concernant ce programme de recherches de planètes et de naines brunes autour de naines A-F.

PLANÈTES ET NAINES BRUNES AUTOUR D'ÉTOILES CHAUDES

par Franck GALLAND

Résumé : Dans le cadre de la recherche de planètes extrasolaires, plus de 180 exoplanètes ont été détectées actuellement, essentiellement autour d'étoiles de type solaire ou plus tardif. Cette thèse se focalise sur la recherche de planètes extrasolaires et de naines brunes autour d'étoiles naines plus chaudes, de type spectral A et F. J'ai développé une nouvelle méthode de mesure de vitesses radiales, que j'ai testée puis appliquée lors de recherches systématiques avec les spectrographes ELODIE et HARPS, qui a abouti pour le moment à la découverte de deux planètes et d'une naine brune, et à la mise en évidence de nombreux candidats. Des résultats ont également été obtenus pour l'étoile β -Pictoris autour de laquelle avait été détecté un disque. J'ai aussi développé des diagnostics de la présence de pulsations ou d'activité affectant la surface stellaire et les vitesses radiales mesurées. Par ailleurs, j'ai aussi conduit cette recherche avec une méthode complémentaire, l'imagerie directe à haute résolution angulaire, en utilisant les instruments PUEO et NACO. Les compagnons candidats détectés doivent être confirmés. Cette recherche permettra d'établir les caractéristiques des planètes et naines brunes autour d'étoiles A et F, et l'influence de la masse de l'étoile-hôte sur les processus de formation.

Mots clés : Planètes ; Naines Brunes ; Étoiles A ; Étoiles F ; Vitesses Radiales ; Imagerie à Haute Résolution Angulaire ; Formation Planétaire.

PLANETS AND BROWN DWARFS AROUND HOT STARS

Summary : In the frame of the search for extrasolar planets, more than 180 exoplanets have been detected up to now, essentially around solar or later type stars. This thesis focuses on the search for extrasolar planets and brown dwarfs around A and F dwarf stars, hotter than these stars. I developed a new method for radial velocity measurements, that I tested and applied in the frame of a survey with the spectrographs ELODIE and HARPS, which lead at the moment to the detection of two planets and one brown dwarf, and to numerous candidates. Results have also been obtained on β -Pictoris around which a disc had been discovered. I also developed diagnostics of the presence of pulsations and activity modifying the stellar surface and the radial velocities measured. Besides, I also performed this search with another method, the direct imaging at high angular resolution, complementary to the radial velocity method, using the instruments PUEO and NACO. The candidate companions detected have to be confirmed. This search will allow the characterization of planets and brown dwarfs around A and F-type stars, and the impact of the stellar mass on the formation processes.

Keywords : Planets ; Brown Dwarfs ; A Stars ; F Stars ; Radial Velocities ; High Angular Resolution Imaging ; Planetary Formation.