



HAL
open science

Recherche et étude de planètes autour des naines M

Xavier Bonfils

► **To cite this version:**

Xavier Bonfils. Recherche et étude de planètes autour des naines M. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2006. Français. NNT: . tel-00186322

HAL Id: tel-00186322

<https://theses.hal.science/tel-00186322>

Submitted on 8 Nov 2007

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.

RECHERCHE ET ÉTUDE DE PLANÈTES AUTOUR DE NAINES M

THÈSE

présentée par

Xavier BONFILS

(Grenoble, France)
le mardi 31 janvier 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 :

M. Bruno SICARDI	Président
M. Jean-Philippe BEAULIEU	Rapporteur
M. Willy BENZ	Rapporteur
Mme. Claire MOUTOU	Examinatrice
M. Michel MAYOR	Directeur de thèse
M. Christian PERRIER	Directeur de thèse
M. Stéphane UDRY	co-Directeur de thèse
M. Xavier DELFOSSE	co-Directeur de thèse

Table des matières

1	Introduction	3
1.1	Qu'est-ce qu'une planète ?	3
1.2	Qu'est-ce qu'une naine M ?	4
1.3	Chercher des planètes autour des naines M	4
1.4	Mon travail de thèse	6
2	Paradigme de la formation planétaire	7
2.1	Les observations. Propriétés statistiques remarquables.	7
2.1.1	Le taux de planètes autour des étoiles	7
2.1.2	Distribution des masses	8
2.1.3	Distribution des périodes et diagramme masse-période	9
2.1.4	Le diagramme excentricité-période	13
2.1.5	La corrélation planète-métallicité	14
2.1.6	Les systèmes multiplanétaires	14
2.1.7	Diagramme masse-période des planètes à transit	15
2.1.8	Propriétés des planètes en fonction de la masse de l'étoile	15
2.2	Le modèle standard : l'accrétion de coeur	17
2.2.1	Introduction	17
2.2.2	Description	17
2.2.3	Séquence d'une formation planétaire	19
2.3	Les planètes autour des naines M. Un point de vue théorique.	22
3	La méthode	27
3.1	Aperçu des méthodes de détection	27
3.1.1	Les méthodes photométriques	27

3.1.2	Les méthodes dynamiques	31
3.2	Mesures différentielles de vitesses radiales	36
3.3	Les techniques de mesures	38
3.3.1	Technique du thorium-argon simultané	38
3.3.2	Technique de la cellule à iode	39
3.4	La spectroscopie par corrélation croisée numérique	40
3.4.1	Aspects de la corrélation numérique	40
3.4.2	La détermination des grandeurs physiques	43
3.4.3	Erreurs sur V_r et σ_r	44
3.5	Les limitations de la méthode choisie	47
3.6	Les diagnostics de l'activité et reconnaissance des imposteurs	50
3.6.1	Les raies H & K du Calcium II	50
3.6.2	Le bissecteur	51
4	Programmes pour la recherche de planètes autour des naines M	53
4.1	ELODIE	53
4.1.1	Description	53
4.1.2	Nouveau traitement et précision obtenue	54
4.2	FEROS	57
4.2.1	Description	57
4.2.2	Traitement des données et précision	57
4.3	HARPS	59
4.3.1	Description	59
4.3.2	Traitement adapté	59
4.3.3	Précision obtenue	61
4.4	Une planète et un imposteur	63
	Papier : "Une planète de la masse de Neptune autour de Gl 581"	66
5	Métallicité des étoiles M	71
5.1	Introduction	71
5.2	L'excès de métaux dans les étoiles à planètes	72
5.2.1	Les observations	72
5.2.2	Les scénarios envisagés	73
5.3	Déterminer la métallicité	74
5.3.1	Le cas des étoiles F, G et K	74

5.3.2	Le cas des naines M	79
5.4	Calibrer la métallicité	81
5.4.1	Une calibration photométrique	81
5.4.2	Calibration spectroscopique	82
5.5	Applications et perspectives	85
	Papier : “La métallicité des naines M”	87
6	Etude statistique des planètes autour des naines M	99
6.1	Introduction	99
6.2	Echantillon de l’étude statistique	100
6.3	Simulations	100
6.3.1	Principe et méthode	100
6.3.2	Evaluer la non-détection	101
6.3.3	Un Jupiter chaud se cache-t-il dans notre échantillon ?	102
6.3.4	Et pour de plus longues périodes ?	104
6.3.5	Effets liés au calendrier et aux erreurs de mesures	104
6.3.6	Fluctuations statistiques et intervalles de confiance	105
6.3.7	Le taux de naines M à planètes	106
6.4	Le rôle de la métallicité	107
6.5	Conclusion	108
7	Remarques de conclusion et perspectives	111
7.1	Réalisations	111
7.2	Perspectives	112

Table des figures

1.1	Diagramme d'Herzprung-Russell	5
2.1	Distribution des masses des compagnons d'étoiles de type solaire	9
2.2	Relation masse-période	10
2.3	Diagramme des planètes détectées par vitesses radiales.	12
2.4	Diagramme $e - \log P$	13
2.5	Diagramme masse-période des 9 exoplanètes avec transit.	16
2.6	Formation des planètes selon la séquence du modèle d'accrétion de coeur	20
2.7	Simulation de Laughlin et al. (2004)	23
2.8	Distribution des demi-grands axes (a) et masses (M_p) prédits par les simulations de Ida & Lin (2005)	25
2.9	Distribution des masses finales des planètes formées avec de Ida & Lin (2005)	26
3.1	Image de 2MASSW J1207334-393254 et de son compagnon	28
3.2	Vitesses radiales et photométrie du transit de HD 209458	30
3.3	Illustration d'un événement microlentille	31
3.4	Déplacement du Soleil sur le ciel vu d'une distance de 10pc	32
3.5	Description d'une orbite	33
3.6	Vitesses radiales de l'étoile 51 Peg	34
3.7	Technique de construction d'un masque de corrélation numérique	41
3.8	La méthode de construction de la fonction de corrélation croisée	42
3.9	Influence de la rotation et de la métallicité sur le profil de corrélation	45
3.10	Profil de corrélation en fonction du signal sur bruit du spectre	46
3.11	Variation du barycentre des raies spectrales sous l'influence d'une tache accompagnant la rotation de l'étoile	48
3.12	Mesure des oscillations stellaires par vitesse radiale	49
3.13	Emission chromosphérique - raie H du Ca II	50

3.14	Bissecteurs et span du bissecteur pour l'étoile HD 166435	51
4.1	Dispersions des mesures du programme ELODIE	55
4.2	Diagramme comparatif entre la dispersion des mesures <i>avant</i> et <i>après</i> les modifications de la réduction	56
4.3	Dispersions des mesures du programme FEROS	57
4.5	Profil de corrélation d'un spectre de Gl 877	61
4.6	Dispersions des mesures du programme HARPS	62
4.7	Ajustement des mesures de vitesses radiales par un modèle képlérien pour Gl 581 et pour Harps-2	63
4.8	Spectres HARPS de la raie H de l'ion Ca II pour Gl 581, pour 3 autres étoiles M et Harps-2	64
4.9	Variations du bissecteur pour Gl 581 et pour Harps-2	64
5.1	Métallicité des étoiles à planètes comparées aux étoiles du voisinage	72
5.2	Métallicité des étoiles à planètes et sans planètes en fonction du rayon périgalactique de leurs orbites	74
5.3	Métallicité vs. masse de l'enveloppe convective	75
5.4	Détermination d'abondances	78
5.5	Calibration photométrique de la métallicité des naines M	81
5.6	Calibration photométrique de la métallicité des naines M	83
5.7	Calibration de l'aire du pic en fonction de la métallicité et de la luminosité en bande K	84
5.8	Comparaison des distribution de métallicité des étoiles de type solaires et de naines M	86
6.1	Statistique pour les non détections appliquée à l'échantillon joint ELODIE+HARPS	103
6.2	Probabilité pour la fréquence d'étoiles à planète compte tenu des fluctuations statistiques	106
6.3	Pourcentage d'étoiles à planètes en fonction de leur métallicité.	108
6.4	Chute du nombre de détections en fonction de la différence de métallicité entre étoiles de type solaire et naines M	109

Remerciements

Après 3 années partagées entre Grenoble et Genève, je regarde en arrière et je vois combien le travail que je présente aujourd'hui repose sur de nombreuses personnes. De partager mon temps dans 2 observatoires aurait pu me coûter une intégration difficile dans chacun d'eux. Je n'ai nullement ressenti cela. Bien au contraire, j'ai toujours eu le sentiment agréable d'être un membre plein et entier de 2 équipes et de 2 laboratoires. Je dois cela à l'amitié que tous m'ont communiqué.

En premier lieu ma gratitude va à Michel Mayor et Christian Perrier. Ils ont accepté de diriger ma thèse et c'est sous leur bienveillance que j'ai conduit ce travail. Mes premières pensées sont également pour Stéphane Udry et Xavier Delfosse qui l'ont co-dirigés. Stéphane, Xavier, merci. Si c'est 3 années m'ont semblée s'écouler si vite c'est parce que travailler avec vous été un réel plaisir.

Pour les nombreuses discussions scientifiques et amicales ainsi que pour leur aide répétée je tiens également à remercier Nuno Santos, Thierry Forveille, Christophe Lovis, Francesco Pepe, Didier Queloz et Dominique Naef.

Cette thèse eut été amputée d'une planète si HARPS n'était pas l'instrument de course que l'on sait. Je ne peux donc être que reconnaissant envers tout ceux qui ont contribué à son élaboration. Je tiens aussi à exprimer mes remerciements aux personnels des observatoires de La Silla et de Haute-Provence avec qui j'ai partagé presque 100 nuits de télescope.

Merci enfin à mes parents pour leur support moral (et financier !) pour ces 25 années d'études.

Introduction

Les premiers écrits connus formulant une hypothèse quant à la pluralité des mondes sont ceux d’Epicure (341-270 avant notre ère), philosophe grec pour qui “ce n’est pas seulement le nombre des atomes, c’est aussi celui des mondes qui est infini dans l’Univers”. Il y a plus de 2000 ans l’Homme réalisait que le Soleil n’est qu’une étoile parmi celles qui scintillent dans le ciel et que chacune pouvait s’accompagner d’un cortège de planètes. Mais pour valider scientifiquement ce concept copernicien, c’est-à-dire pour *observer* que d’autres étoiles abritent d’autres mondes, il aura fallu attendre cette fin de XX^e siècle.

Une décade s’est écoulée depuis la découverte de 51 Peg b (Mayor & Queloz 1995). On compte aujourd’hui plus de 170 planètes pour plus de 140 systèmes planétaires. Ces systèmes planétaires ont des propriétés variées et sont pour la plupart très différents de notre système solaire. L’étude statistique comme le suivi individuel des planètes détectées nous donne les indices clefs pour comprendre la formation des planètes.

1.1 Qu’est-ce qu’une planète ?

Le terme *planète* était pour les grecs anciens dédié aux “astres errants”. Dans l’antiquité cette catégorie comprenait Mercure, Vénus, Mars, Jupiter, Saturne, la Lune et le Soleil. La révolution copernicienne a permis d’enlever la Lune et le Soleil de la liste et d’y rajouter la Terre. Les autres planètes de notre système solaire découvertes depuis sont Uranus, Neptune, Pluton et une toute nouvelle dixième planète (2003 UB313, Brown et al. 2005). Au delà de Neptune on parle aussi d’objets transneptuniens. Pluton est le premier représentant de cette population bien plus conséquente que les planètes “majeures” du système solaire. Avec sa masse de $1/500^e M_{\oplus}$ et son diamètre de 2274 km, Pluton fait-il toujours partie de la classe des planètes ? Quelle masse critique doit avoir un corps céleste pour répondre à la définition de planète (pour autant que la masse soit le critère de sélection) ?

De nombreuses définitions ont été proposées. Un critère de définition pourrait être la capacité de la planète à retenir une atmosphère, ou encore la masse critique qui permet de sphériser le corps pendant le processus d’accrétion, sinon la faculté à dominer gravitationnellement son environnement.

De manière analogue la question se pose pour différencier les naines brunes des planètes extrasolaires. La limite de $13 M_{\text{Jup}}$ est souvent proposée parce qu’il s’agit de la limite en deçà de laquelle aucune réaction thermonucléaire ne peut être initiée. Mais planètes et étoiles se forment vraisemblablement

blement selon 2 processus différents, les unes sont le résultat d’une accrétion séquentielle au sein d’un disque protoplanétaire, les autres résultent de l’effondrement et de la fragmentation d’un nuage. Or il n’y a pas de limites bien définies quant à une masse critique supérieure que peut atteindre un corps par accrétion ou quant à une masse critique inférieure pour les objets formés par l’effondrement d’un nuage.

A ce jour, notre connaissance ne nous permet pas de définir clairement le terme de planète. Un compromis est proposé par l’Union Astronomique Internationale avec la définition de travail suivante :

- une planète est un objet dont la masse est inférieure à la masse critique au delà de laquelle la fusion du deutérium est initiée (les calculs actuels donnent $13 M_{\text{Jup}}$ pour un objet de métallicité solaire). La masse/taille minimale doit être définie en considérant le système solaire¹.
- les astres sub-stellaires dont la masse dépasse la masse critique pour la fusion thermonucléaire du deutérium sont des naines brunes.
- les astres qui flottent librement (*free-floating objects*) ne sont pas des planètes², même si leur masse est inférieure à la masse critique pour la fusion thermonucléaire du deutérium. Dans ce dernier cas le terme adapté est celui de sous-naine brune.

1.2 Qu’est-ce qu’une naine M ?

Les étoiles naines de type spectral M sont des étoiles de très faible masse ($0.08 - 0.07 M_{\odot} \leq M_{\star} \leq 0.6 M_{\odot}$). Elles sont aussi petites ($0.1 R_{\odot} \leq R_{\star} \leq 0.5 R_{\odot}$), froides ($2100\text{K (M9)} \leq T_{\text{eff}} \leq 3800\text{K (M0)}$) et peu lumineuses ($5.10^{-4} L_{\odot} \leq L_{\star} \leq 0.2 L_{\odot}$). Dans un diagramme d’Herzprung-Russell elles occupent le bas de la séquence principale (Fig. 1.1).

Ces étoiles sont si peu lumineuses qu’aucune n’est visible à l’oeil nu. On les appelle aussi “naines rouges” parce qu’elles émettent l’essentiel de leur lumière dans l’infrarouge ($\sim 2\mu\text{m}$) et que leur couleur visible est par conséquent le rouge.

Avec ces caractéristiques on pourrait croire que les naines M ne sont pas intéressantes. C’est qu’il me faut encore dire qu’elles représentent la population stellaire dominante de la Galaxie, par leur nombre et par leur masse (Chabrier & Baraffe 2000).

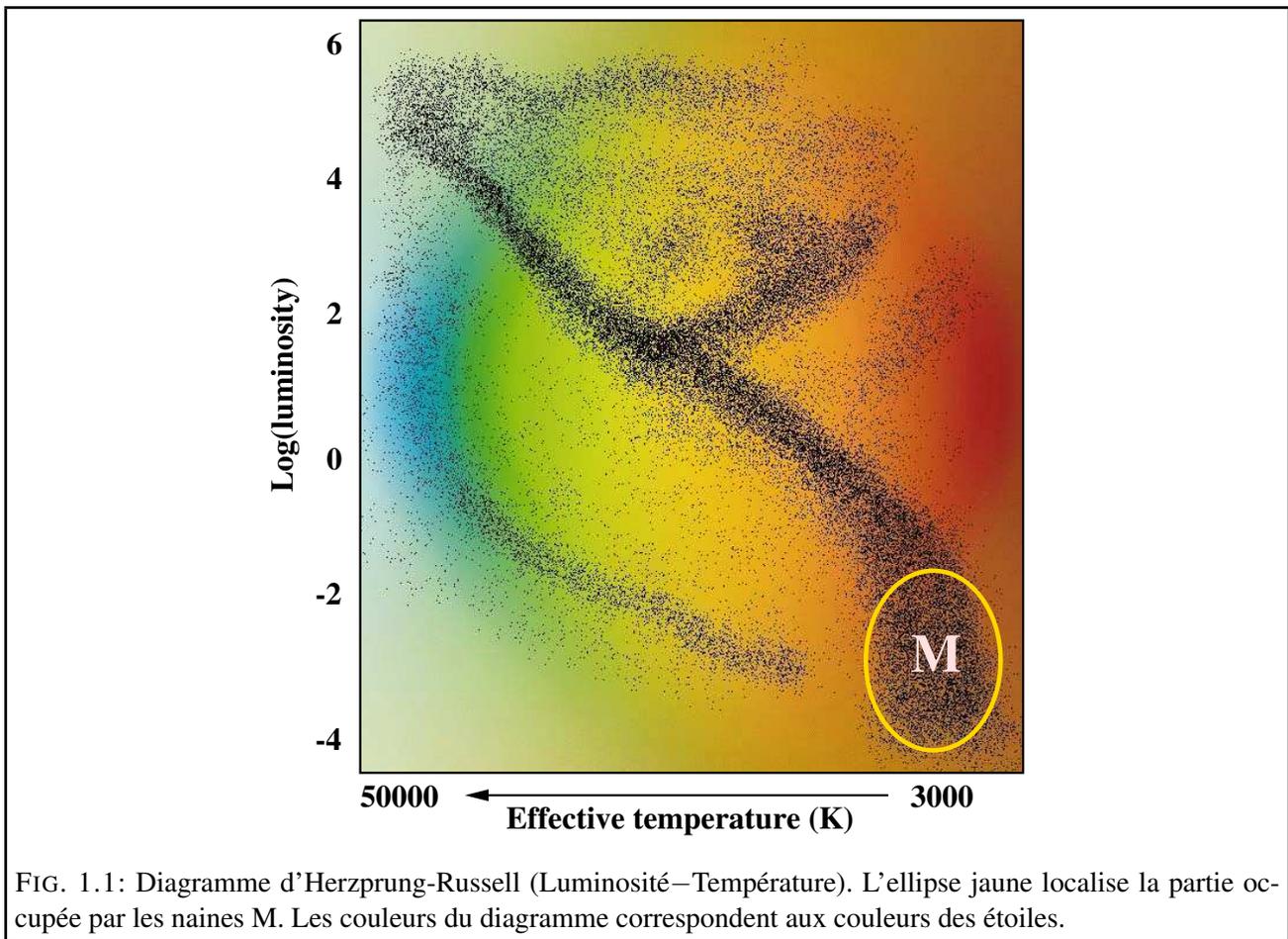
1.3 Chercher des planètes autour des naines M

Les chasseurs de planètes ont souvent inclu les naines M dans leur échantillon d’étoiles parce qu’avec leur faible masse une planète leur imprime un mouvement réflexe plus important qu’aux étoiles de type solaire. Que ce soit par des méthodes astrométriques ou par la méthode des vitesses radiales (Chap. 3) le signal à mesurer semble plus accessible pour les naines M.

Et c’est donc autour de naines M que les premières détections furent annoncées, hélas de fausses détections. Ainsi, un des pionniers de la recherche d’exoplanètes que fut Peter van de Kamp publia une analyse astrométrique de l’étoile de Barnard (1963), une naine M et aussi l’une des plus proches étoiles de notre Soleil. Van de Kamp mesura un déplacement de l’étoile compatible avec la présence d’une planète de 1.7 fois la masse de Jupiter (M_{Jup}). Dix ans plus tard, cette découverte fut remise en

¹Et comme actuellement Pluton est le plus petit objet du système solaire considéré comme une planète, c’est la masse de Pluton qui définit la masse minimum

²Corollaire : les planètes sont en orbite autour d’un astre dont la masse est supérieure à $13 M_{\text{Jup}}$.



cause par Gatewood & Eichhorn (1973). Bénéficiant de l'informatique naissante et d'un instrument automatique pour mesurer la position des étoiles sur les plaques photographiques, ces 2 astronomes obtinrent de nouvelles données malheureusement incompatibles avec la planète annoncée par van de Kamp. Cette mauvaise nouvelle discrédita les méthodes astrométriques pour la détection de planètes et l'exoplanétologie devait encore sommeiller quelques années. Si le doute a subsisté quant à la réalité de la planète détectée par van de Kamp on sait aujourd'hui, grâce aux mesures astrométriques d'une part (Benedict et al. 1999) et de vitesses radiales d'autre part (Kürster et al. 2003), que l'étoile de Barnard n'abrite vraisemblablement aucune planète d'une masse comparable à Jupiter.

Plus qu'une course au nombre de détections les naines M font aujourd'hui partie des échantillons de recherche pour *sonder la formation planétaire en fonction de la masse de l'étoile*. Pour des masses stellaires différentes les conditions de formation des planètes changent (voir Chap. 2). Une caractérisation des planètes autour des étoiles de plus faible masse produit des observables supplémentaires auxquelles on peut confronter les modèles.

Je l'ai déjà souligné, les naines M constituent la population dominante de la Galaxie. Pour *décrire la population planétaire à l'échelle de notre Galaxie* ou simplement dans le voisinage solaire on ne peut donc s'affranchir de la recherche de planètes autour des naines M.

Enfin, les naines M sont des étoiles plus froides que les étoiles de type solaire. Les planètes où l'eau peut exister dans une phase liquide sont donc plus proches autour des naines M qu'autour des étoiles de type solaire. Les techniques de recherche qui ont aujourd'hui le plus de succès (les vitesses radiales et les transits) sont d'autant plus sensibles que les planètes sont proches de leur étoile. Conjuguées à

un mouvement réflexe plus important *les naines M sont donc des étoiles privilégiées pour chercher des planètes propices au développement de la vie*³.

1.4 Mon travail de thèse

Mon travail s'articule autour de trois thèmes :

- la détection
- la métallicité des naines M
- la détermination de la fréquence de planètes autour des naines M

La détection D'abord la détection, parce que c'est en observant des systèmes nouveaux et originaux qu'on peut étudier les propriétés connues en fonction de la masse de l'étoile hôte ainsi que pour mettre en évidence de nouvelles propriétés statistiques.

La métallicité des naines M Une propriété aujourd'hui bien établie est d'ailleurs que le taux d'étoiles avec planète(s) est fonction de la métallicité de l'étoile hôte. Au début de ma thèse aucun estimateur de métallicité fiable n'existait pour les naines M. J'ai donc entrepris une étude pour construire cet estimateur, déterminer la métallicité des naines M et investiguer cette propriété pour les étoiles du bas de la séquence principale.

L'étude statistique Finalement, je me suis attaché à estimer la fréquence des naines M ayant des planètes. Cette propriété statistique simple permet une première comparaison avec les systèmes centrés sur des étoiles de type solaire.

Avant d'aborder ces études, respectivement aux chapitres 4, 5 et 6, je fais un tour d'horizon des propriétés statistiques des systèmes planétaires au chapitre 2. Dans ce chapitre je m'attarde aussi sur quelques travaux théoriques qui exposent comment la formation planétaire dépend de la masse de l'étoile. Je compare d'ailleurs les prédictions théoriques aux résultats de nos observations grâce à l'étude statistique (Chap. 6).

Au chapitre 3, après un aperçu des méthodes de détection les plus utilisées, j'explique la méthode que nous avons choisie pour nos programmes de recherche, à savoir la méthode des vitesses radiales. De plus, je décris les limitations de cette méthode, comment de fausses détections sont possibles et comment les éviter.

³Dans la zone habitable des naines M, la rotation d'une planète se retrouve synchronisée avec sa rotation orbitale. Elle montre toujours la même face à son étoile impliquant un gradient de température très important entre les hémisphères "jour" et "nuit" de la planète. Ajouté à cela une forte luminosité en X pour les naines M, les planètes autour de ces étoiles ont longtemps été mal considérées comme support pour la vie (Kasting & Catling 2003). Un récent groupe de travail (SETI workshop, 18-20 Juillet 2005) préconise néanmoins la prudence car de nouveaux modèles tiennent compte de la circulation atmosphérique et permettent d'envisager une redistribution de la chaleur.

Paradigme de la formation planétaire

Pour dresser un panorama de la formation planétaire aujourd'hui, il nous faut parler des observations autant que des travaux théoriques. En effet, s'il est un domaine de l'astrophysique où les observations ont un pas d'avance sur la théorie, c'est bien celui des exoplanètes. La découverte de 51 Peg b à une distance de 0.05 AU de son étoile en est sans doute la plus belle illustration. On n'imaginait pas trouver des planètes là où la matière ne suffit pas à leur formation !

Dans ce chapitre je vous propose un tour des propriétés statistiques des systèmes planétaires mis au jour par les observations ainsi qu'une description du scénario de formation qui permet aujourd'hui d'envisager au mieux ces observations.

2.1 Les observations. Propriétés statistiques remarquables.

Après une décade de découvertes le nombre de planètes connues a dépassé les 170, orbitant plus de 140 systèmes. Elles peuplent progressivement un espace de paramètres aux nombreuses dimensions. La méthode des vitesses radiales, qui a permis de découvrir la plupart des exoplanètes, permet en effet de caractériser leur masse, leur excentricité et leur période orbitale. Des études complémentaires ont caractérisé leurs étoiles hôtes (masse, composition chimique). Quand une planète transite devant son étoile on peut également en déduire son rayon et sa densité.

Le nombre de 170 planètes est encore bien petit pour un espace de paramètres de cette taille. Aussi on représente plus volontiers les planètes dans un espace de paramètre plus restreint, typiquement le nombre de planètes en fonction d'un des paramètres ou au plus un paramètre en fonction de l'autre. C'est de ces diagrammes qu'ont été dérivées de nombreuses propriétés statistiques des systèmes planétaires. J'en expose quelques unes dans les paragraphes qui suivent et au fil de ce parcours je porte une attention particulière aux planètes autour des naines M.

2.1.1 Le taux de planètes autour des étoiles

La propriété statistique la plus simple que l'on puisse dériver d'une recherche de planètes est le taux de planètes autour des étoiles surveillées. La recherche de planètes a été essentiellement fructueuse grâce aux programmes de recherche utilisant la technique des vitesses radiales. Cette technique est d'abord sensible aux masses les plus grandes et aux planètes à courtes périodes. 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 à courtes périodes ($P \sim 3$ j, soit $a \sim 0.04$ AU pour une étoile de $1 M_{\odot}$) ayant une masse comparable à Jupiter (Naef et al. 2005). Si on considère les planètes de masse $1 M_{\text{Jup}} \leq M_p \leq 10 M_{\text{Jup}}$ et dans une limite de 3 AU, de nombreux auteurs s’accordent autour d’un taux de 4–5%. Pour une gamme de masse un peu plus large et dans une limite de 4 AU ce taux, qui est alors plutôt à considérer comme une limite inférieure, s’élève à 6–9% (Zucker & Mazeh 2001; Tabachnik & Tremaine 2002; Lineweaver & Grether 2003; Marcy et al. 2004; Naef et al. 2005).

Autour des naines M, nous connaissons aujourd’hui 5 planètes. Elles composent 3 systèmes différents autour de Gl 876 qui compte 3 planètes (Delfosse et al. 1998; Marcy et al. 1998, 2001; Rivera et al. 2005) et autour de Gl 436 (Butler et al. 2004) et Gl 581 (Bonfils et al. 2005b) qui en comptent chacune une. Les programmes de recherche de planètes utilisant la méthode des vitesses radiales (voir §. 3.1.2) observent entre 200 et 300 naines M (e.g. Bonfils et al. 2004; Endl et al. 2003; Wright et al. 2004). Ces programmes sont tous capables de mettre en évidence les planètes de la masse de Jupiter en orbite autour des naines M jusqu’à des séparations de quelques unités astronomiques (Butler et al. 2004; Bonfils et al. 2005c). Le taux de planètes géantes autour des M est donc vraisemblablement beaucoup plus petit qu’autour des étoiles de type solaire. En supposant les programmes de recherches idéaux (i.e. ont détecté toutes les planètes de leurs échantillons), le faible nombre de détections ne peut s’expliquer simplement par le petit nombre d’étoiles surveillées. En effet, pour un taux de planètes géantes semblable aux étoiles de type solaire, la probabilité de n’obtenir qu’une détection (puisque Gl 876 est la seule naine M hôte de planètes géantes) pour 200 étoiles observées est inférieure à 3×10^{-6} .

Néanmoins, concernant les programmes de recherche par vitesses radiales, aucune étude statistique plus fine n’a été entreprise. C’est pourtant un travail nécessaire pour rendre compte de tous les effets non-idéaux des programmes de recherche (échantillonnage temporel, précision limitée des instruments, conditions météorologiques, activité stellaire...). C’est un travail que j’ai effectué durant ma thèse (Bonfils et al. 2005a) et que je présente au chapitre 6 du présent manuscrit.

Les programmes de recherche de planètes utilisant la technique des microlentilles (voir §. 3.1.1) peuvent également donner une contrainte sur le taux de planètes en orbite autour des naines M. À l’aide d’un modèle pour les distributions des masses, vitesses et positions des lentilles du bulge galactique Albrow et al. (2001) et Gaudi et al. (2002) donnent une limite à la présence de planètes massives autour des naines M. Ils trouvent, avec un niveau de confiance de 95% que moins de 33% des étoiles de $\sim 0.3 M_{\odot}$ ont des compagnons planétaires avec une masse supérieure à celle de Jupiter et un demi-grand axe compris entre 1.5 et 4 AU. Ces programmes donnent un résultat modèle dépendant et pour l’heure moins précis que celui des programmes utilisant les vitesses radiales.

2.1.2 Distribution des masses

Comme le montre la Fig. 2.1 la distribution des masses minimales ($m_2 \sin i$) des compagnons d’étoiles de type solaire est bimodale. En deçà de $1 M_{\text{Jup}}$, le déficit de planètes est expliqué par la limite de sensibilité des instruments. Mais la dépression centrée sur $0.02 M_{\odot}$ est bien réelle et démontre que les planètes sont une classe d’objets différents des étoiles du point de vue de leur formation. Très peu d’objets ont été découverts dans cette dépression qui est connue sous le nom de “désert des naines brunes”. Les mesures astrométriques d’Hipparcos ont de plus démontré que la plu-

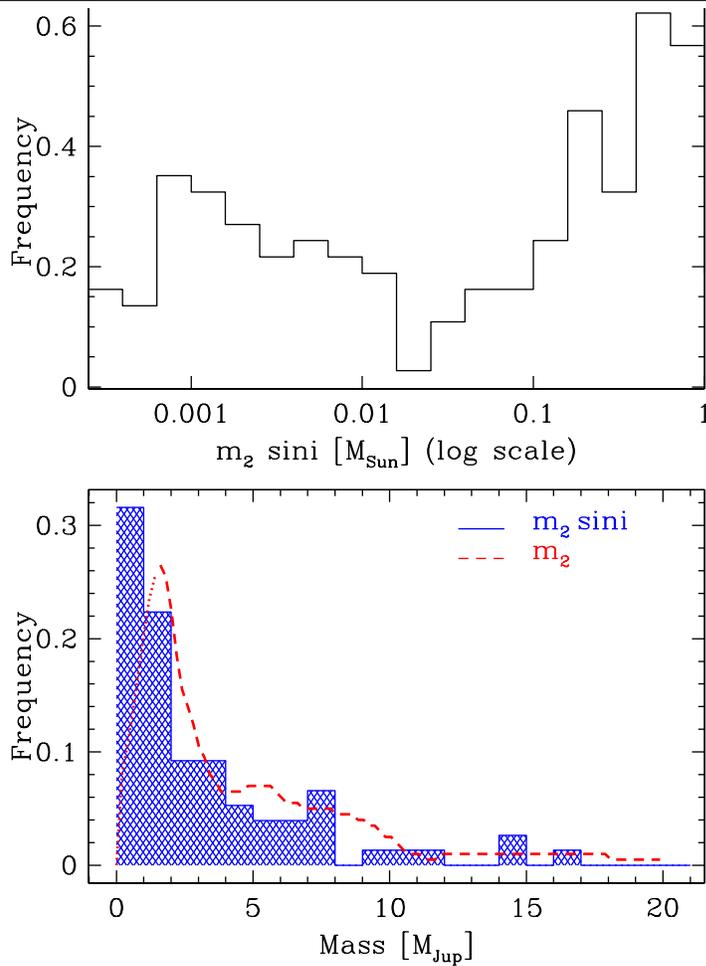


FIG. 2.1: Distribution des masses des compagnons d'étoiles de type solaire, selon une échelle en log et en masse solaire (haut), et linéaire et en masse de Jupiter (bas) ($1M_{\text{Jup}} = 10^{-3}M_{\odot}$). Dans le panneau du bas la courbe traitillée représente la distribution une fois déconvoluée de l'incertitude liée à l'inclinaison orbitale i (Jorissen et al. 2001).

part des compagnons de masse $30 M_{\text{Jup}} < M < 80 M_{\text{Jup}}$ sont en réalité des étoiles (Halbwachs et al. 2000). Leur faible masse projetée ($m_2 \sin i$) étant due à une faible inclinaison orbitale.

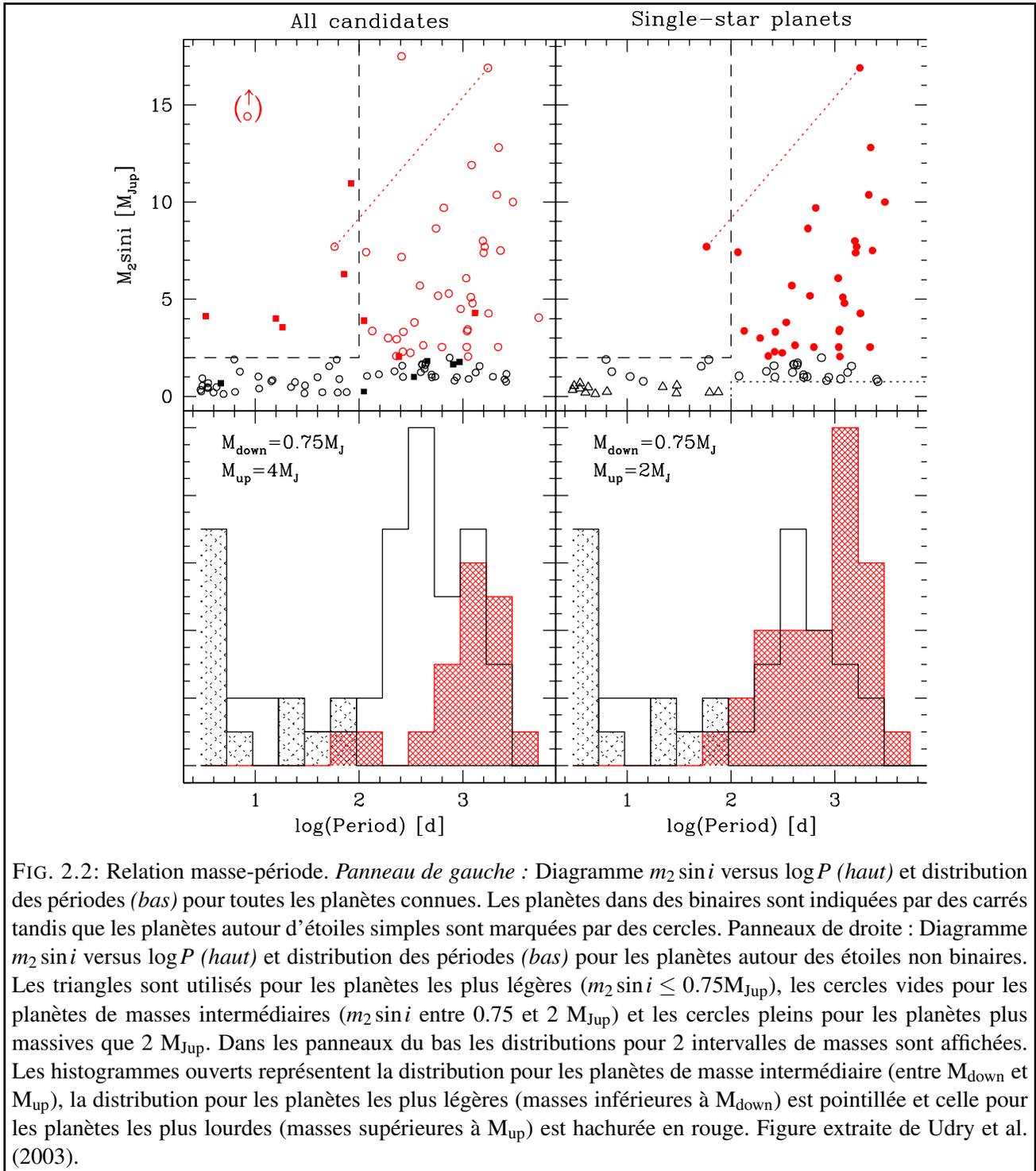
2.1.3 Distribution des périodes et diagramme masse-période

Quand on représente la masse des exoplanètes en fonction de leur période (Fig. 2.2 et 2.3) on dessine une figure qui n'est pas remplie de manière homogène. Ce diagramme joue pour les planètes un rôle très proche du rôle que joue le diagramme d'Hertzsprung-Russell pour les étoiles : il est le reflet de leur évolution.

La première "famille" remarquable de ce diagramme est la concentration de planètes de la masse de Jupiter autour de 3 jours de période (ou 0.04 AU). Cette famille peut être dénommée les *Pégasides* en raison de 51 Peg b leur première représentante, ou encore *Jupiters chauds* par contraste avec notre Jupiter qui tourne à une distance du Soleil telle que sa température est beaucoup plus basse.

Pour des périodes un peu plus grandes, entre 10 et 100 jours (ou entre 0.1 et 1 AU)¹ les planètes

¹Sauf mention contraire et pour l'ensemble du chapitre, l'équivalence entre périodes orbitales et séparations est donnée



sont moins nombreuses (Udry et al. 2003). Ce n'est pas un biais d'observation comme pourrait le suggérer la méthode de découverte qui est plus sensible aux planètes de plus courtes périodes. En effet, le nombre de planètes au-delà de 100 jours est à nouveau plus important. Il s'agit donc bien d'un déficit de planètes.

Une autre caractéristique frappante est le manque de planètes massives à courtes périodes (Udry et al. 2002; Zucker & Mazeh 2002; Pätzold & Rauer 2002). Ces planètes sont plus facilement détectables que les planètes de plus faibles masses qu'on retrouve dans notre diagramme masse-période. Cela exclut un simple biais d'observation. Ce déficit est bien visible sur la figure 2.2, il correspond à la zone en haut à gauche délimitée par des traitillés. Les carrés pleins représentent des planètes dans des systèmes d'étoiles binaires de sorte que si on ne considère que les planètes en orbite autour d'étoiles simples alors le déficit est encore plus prononcé. Il ne reste qu'un seul objet avec $2 M_{\text{Jup}} < M_p$ $\sin i < 15 M_{\text{Jup}}$. Il a la particularité remarquable de faire partie d'un système multiplanétaire et c'est probablement son interaction avec l'autre planète du système qui a permis sa formation à cette place du diagramme.

Enfin, la partie du diagramme concernant les planètes légères (masses inférieures à $0.75 M_{\text{Jup}}$ et représentées par des triangles dans la figure 2.2) et à longue période (> 100 jours) est également moins peuplée que la moyenne du diagramme (Udry et al. 2003). Cette partie se distingue également dans la figure 2.2.

Ces inhomogénéités semblent toutes résulter de (i) un processus de migration, (ii) un mécanisme de stoppage à ~ 0.04 AU. Le processus de migration est un mécanisme qui déplace les planètes depuis leur lieu de formation initiale jusqu'à leur place actuelle (Lin et al. 1996; Ward 1997). Plusieurs groupes de recherche théorique (Trilling et al. 1998; Nelson et al. 2000) ont montré que le taux de migration orbitale diminuait avec la masse de la planète à cause de son inertie. Ainsi les planètes qui deviendront les plus massives naissent là où la quantité de matière dont elles ont besoin est disponible, donc loin de leur étoile hôte, et elles sont peu susceptibles de migrer. Au contraire, les planètes plus légères sont capables de migrer vers l'étoile. Le résultat d'un tel mécanisme dépendant de la masse de la planète est donc bien un déficit de planètes massives à courte période.

De plus, Masset & Papaloizou (2003) ont étudié un processus de migration dit *migration emballée*. Ce processus est particulièrement efficace en dessous d'une masse planétaire critique de l'ordre de $1 M_{\text{Jup}}$. Cette valeur est proche de la limite inférieure observée pour les planètes à longue période : $0.75 M_{\text{Jup}}$. Il est donc probable que les planètes les plus légères subissent une migration emballée ce qui expliquerait leur absence pour les périodes supérieures à 100 jours.

Un mécanisme doit encore expliquer pourquoi les planètes approchant de leur étoile hôte à une distance de l'ordre de ~ 0.04 AU sont arrêtées plutôt que de chuter sur l'étoile. Ce mécanisme et son efficacité sont encore mal compris. Peut-être le disque est tronqué à cette distance, l'interaction entre le disque et la planète devient inefficace et la migration s'arrête. Peut-être un couplage magnétique s'oppose à la migration de la planète plus à l'intérieur. Même si le mécanisme d'arrêt de la migration n'est pas bien compris il est envisagé de manière *ad hoc* pour rendre compte des Jupiters chauds.

Pour nous représenter au mieux la place des planètes autour des naines M, objet de notre étude, dans un diagramme masse-période j'ai reporté l'ensemble des planètes détectées par vitesse radiale dans la figure 2.3. Les planètes autour d'une naine M sont représentées par des symboles pleins et rouges. Les trois planètes du système de Gl 876 sont liées entre elles par des traitillés afin de mieux les reconnaître. Ces planètes semblent occuper une place banale en comparaison des autres orbitant des étoiles de types F, G ou K. Une différence notable néanmoins, du fait de la masse de

pour une étoile de $1 M_{\odot}$

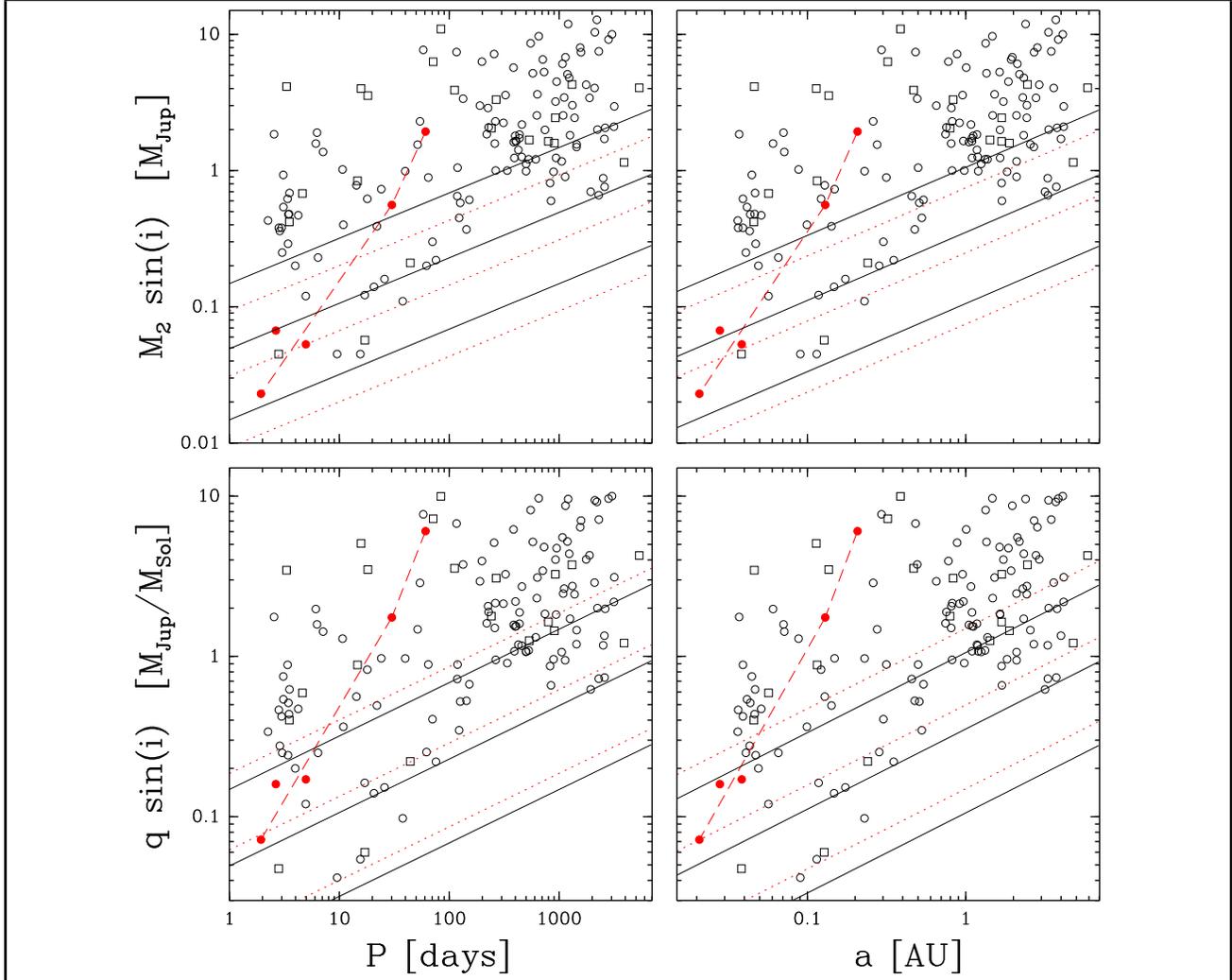


FIG. 2.3: Diagramme des planètes détectées par vitesses radiales. Les symboles vides correspondent aux planètes autour d'étoiles de type F, G et K. Les symboles pleins sont les planètes autour des nains M. Les 3 planètes autour de Gl 876 sont reliées entre elles par deux lignes traitillées. M_2 est la masse de la planète, q est le rapport de masse entre la planète et l'étoile hôte (normalisé au rapport de masse M_{Jup}/M_{\odot}), P est la période et a le demi-grand axe. Les lignes continues noires marquent les limites de détection pour une précision de 30, 10 et 3 m s^{-1} (de haut en bas respectivement) et pour une étoile de $1 M_{\odot}$. Identiquement, les lignes traitillées rouges correspondent aux mêmes limites de détection pour une étoile de $0.5 M_{\odot}$.

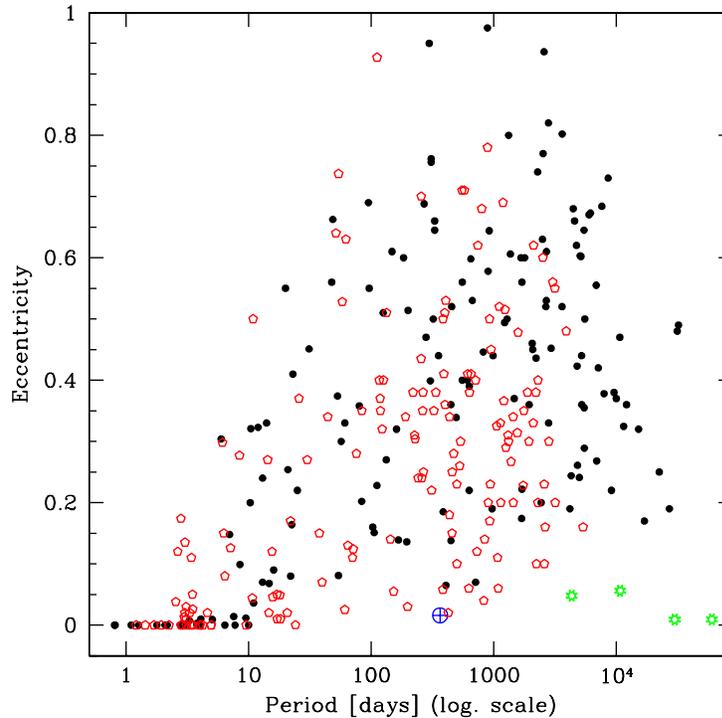


FIG. 2.4: Le diagramme $e - \log P$ pour les exoplanètes (pentagones vides), les planètes du système solaire (étoiles vides et son symbole pour la Terre) et les compagnons stellaires (cercles pleins).

la primaire l'équivalence période versus demi-grand axe est différente. Ainsi les planètes "chaudes" qui ont des périodes de l'ordre de 3 jours sont plus proches de leur étoile quand celle-ci est de plus faible masse. Dans le diagramme 2.3 les planètes autour des naines M semblent être une famille bien particulière. En effet on n'observe pas de planètes massives à courte période mais un nombre important de planètes de la masse de Neptune. Nous discuterons plus en avant ce point au cours de l'étude statistique de nos échantillons au chapitre 6. Les planètes de faibles masses qui tournent autour des naines M semblent aussi plus proches de leur étoile que leur équivalents (de mêmes masses ou de mêmes rapports de masses) en orbite autour d'étoiles de type solaire. Un plus grand nombre de ces détections pourra certainement nous renseigner sur le mécanisme qui stoppe la migration et/ou sur la structure de ces planètes. Par exemple, plusieurs mécanismes proposés pour l'arrêt de la migration laissent la planète à une distance proportionnelle à la limite de Roche (Ford & Rasio 2005). Cette distance est proportionnelle au rayon de la planète et inversement proportionnelle au rapport de masse $q = M_p/M_*$. Trouver que les planètes en orbite autour des naines M sont plus proches pourrait révéler soit que leur structure est différente soit que les mécanismes d'arrêt sont mal compris.

2.1.4 Le diagramme excentricité-période

Une propriété statistique des exoplanètes qui reste aujourd'hui l'une des (sinon la) plus surprenantes est la distribution des excentricités en fonction des périodes. Un coup d'oeil sur la Fig. 2.4 qui compare exoplanètes et étoiles binaires dans un diagramme excentricité-période suffit à s'interroger sur la réalité d'un scénario qui envisage la formation des exoplanètes au sein d'un disque.

Comment deux distributions aussi semblables peuvent elles résulter de deux processus de forma-

tions aussi différents que sont la formation des étoiles (c'est-à-dire l'effondrement et la fragmentation d'un nuage) et la formation des exoplanètes (accrétion de poussière et de gaz sur des coeurs planétaires au sein d'un disque) ?

On peut en fait déceler de légères différences entre les deux distributions. Notamment à courte période, nombre d'exoplanètes ont une excentricité non nulle dès quelques jours de périodes (~ 5) alors qu'on ne mesure une excentricité que pour les étoiles binaires d'au moins 10 jours de période. Fait nouveau, parmi ces planètes à ~ 5 jours de période, quatre ont une excentricité $0.1 < e < 0.2$. Ce sont des planètes de la masse de Neptune découvertes récemment et ces excentricités élevées sont encore mal comprises. De même pour les longues périodes et pour les excentricités voisines de zéro ce diagramme semble plus peuplé par les planètes que par les étoiles.

Plusieurs processus sont invoqués pour tenter d'expliquer la variété des excentricités observées pour les exoplanètes, des interactions dynamiques (Weidenschilling & Marzari 1996; Rasio & Ford 1996; Lin & Ida 1997; Ford et al. 2001) à l'influence de compagnons stellaires distants (Mazeh et al. 1997; Holman et al. 1997).

2.1.5 La corrélation planète-métallicité

Caractériser les étoiles hôtes d'exoplanètes est aussi une source de contraintes pour les scénarios de formation planétaire. Une propriété remarquable est celle qui lie la probabilité qu'une étoile abrite une planète à sa teneur en éléments lourds. Cette probabilité est en effet une fonction fortement croissante avec la métallicité de l'étoile. Pour l'échantillon CORALIE 3% des étoiles de métallicité solaire ont des planètes et ce pourcentage grimpe à 25% des étoiles à planètes quand on considère les étoiles plus métalliques que 0.3 dex (Santos et al. 2003).

La surmétallicité des étoiles à planètes est aujourd'hui comprise comme la capacité d'un disque protoplanétaire à former des planètes selon sa composition chimique originale. Un disque plus riche en éléments lourds formera plus facilement des planètes.

Une telle corrélation a bien entendu suscité notre intérêt quand à la métallicité des naines M de nos échantillons. Une discussion approfondie de la métallicité des naines M qu'elles aient ou non des planètes se trouve au chapitre 5.

2.1.6 Les systèmes multiplanétaires

Aujourd'hui 42 des 170 exoplanètes connues (<http://www.opspm.fr/planet>) sont dans des systèmes multiplanétaires, soit $\sim 25\%$. L'étude des systèmes planétaires est une source d'informations supplémentaires pour comprendre la formation des planètes.

Par exemple, l'étude dynamique des systèmes multiplanétaires montre qu'ils ne peuvent être stables dans toutes les configurations. Or quand on cherche une solution orbitale à nos mesures, on ajuste un modèle dont les paramètres sont les paramètres orbitaux (période, phase, excentricité ...). Le critère de qualité consiste à minimiser le χ^2 (Press et al. 1992). Parfois les paramètres orbitaux sont mal contraints et une étude dynamique du système s'avère un excellent complément pour trouver une solution orbitale réaliste.

De même, les interactions entre planètes dépendent des masses et de l'inclinaison relative de leurs plans orbitaux. Pour des systèmes où les planètes sont à la fois massives et proches, à l'instar des 2 planètes externes autour de Gl 876, l'interaction entre les planètes change continuellement les so-

lutions orbitales. Le mouvement induit sur l'étoile n'est plus la somme de 2 képlériennes et il faut modéliser les mesures de vitesses radiales en tenant compte de l'interaction entre tous les corps du système.

Parmi les systèmes multiplanétaires, Gl 876 est une naine M avec 3 planètes qui forme un système hiérarchisé et raisonnant. Rivera et al. (2005) ont ajusté un modèle à trois corps (2 planètes plus l'étoile) à leur mesures de vitesses radiales. Ils observent ensuite une variation résiduelle de vitesse radiale qu'ils expliquent par une troisième planète de 7.5 masses terrestres et 2 jours de période. Sans tenir compte de l'interaction entre les 2 planètes externes ils n'auraient pas pu mettre en évidence la troisième planète. En assumant des orbites coplanaires, ces auteurs trouvent également que le plan orbital fait un angle d'environ 50° avec le plan du ciel. C'est une mesure en contradiction avec les mesures astrométriques de Gl 876 b (Benedict et al. 2002) qui donnent une inclinaison de $84 \pm 6^\circ$. La convergence entre les mesures astrométriques et les ajustements incluant les interactions planète-planète reste donc à obtenir.

2.1.7 Diagramme masse-période des planètes à transit

A partir des 6 premières planètes avec transit connues, Mazeh et al. (2005) ont mis en évidence une corrélation entre masse et période. Aucune interprétation n'est finalisée mais une piste de réflexion est proposée. De récents modèles (Baraffe et al. 2004) montrent en tenant compte du flux UV de l'étoile qu'un Jupiter chaud s'évapore rapidement s'il a une masse inférieure à une masse critique. Naturellement, les auteurs observant cette corrélation pensent observer cette masse seuil qui de plus dépendrait linéairement de la distance à l'étoile. Cependant si évaporation il y a, elle peut tout au plus expliquer l'absence de planète en deçà d'une masse seuil, mais pas l'absence de planète au delà de cette masse. Les planètes découvertes par vitesse radiale, qui ne transitent pas leur étoile et pour lesquelles on connaît la masse minimum, peuplent les parties vides de ce diagramme. L'interprétation invoquant un processus d'évaporation reste valable si les planètes en dessous de la masse seuil ont une inclinaison orbitale petite, de sorte que leur masse réelle est plus grande.

Depuis 3 autres planètes à transit ont été découvertes (Fig. 2.5), l'une d'entre elle 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 est peut être plus petite. Le nombre de détections est faible et les interprétations précoces risquées. Les futures détections seront ici encore bienvenues pour mieux comprendre les processus physiques en jeu.

2.1.8 Propriétés des planètes en fonction de la masse de l'étoile

La revue que consacre ce chapitre concerne essentiellement les étoiles de type solaire. C'est pour avoir une vision du même type pour les naines M, c'est-à-dire connaître la dépendance en la masse de l'étoile des mécanismes de formation planétaire, que des programmes de recherche de planètes autour de ces étoiles ont été mis en oeuvre. Avant ma thèse un seul système planétaire centré sur une naine M était connu, Gl 876. Deux de plus sont connus aujourd'hui dont un est un résultat de notre programme de recherche avec HARPS. Ce programme est jeune et commence tout juste à porter ces premiers fruits. J'ai consacré mon travail de thèse à la recherche et l'étude des planètes autour de ces étoiles de très faible masse pour tenter d'apporter les premiers éléments à une vision plus globale de la formation planétaire intégrant la masse de l'étoile. Les contributions que j'apporte et que je détaille

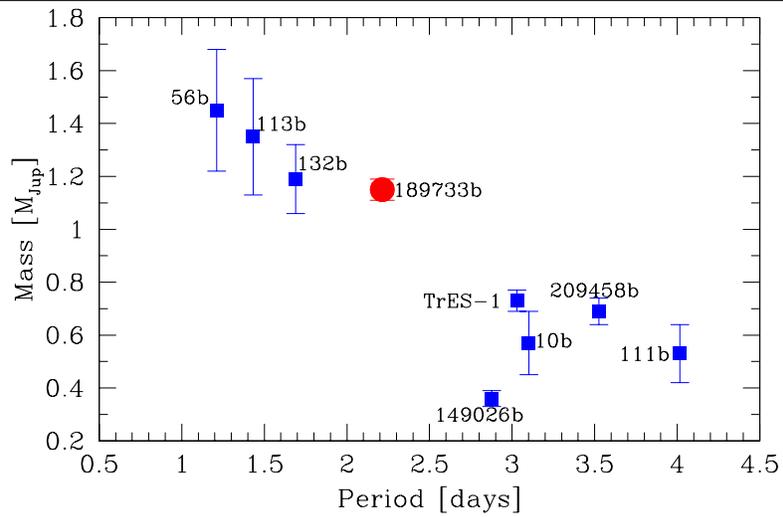


FIG. 2.5: Diagramme masse-période des 9 exoplanètes avec transit. Figure extraite de Bouchy et al. (2005) annonçant la dernière planète à transiter découverte (HD 189733, représentée par un cercle).

dans les prochains chapitres s'articulent autour de (i) la détection de systèmes nouveaux et originaux, (ii) la mesure de la métallicité des naines M et (iii) la fréquence de naines M hôtes de planète(s). Mais avant cela voyons ce que dit la théorie sur la dépendance en la masse de l'étoile de la formation planétaire.

2.2 Le modèle standard : l'accrétion de coeur

2.2.1 Introduction

La théorie qui rend le plus favorablement compte de nos observations des systèmes planétaires, dans notre système solaire et autour des autres étoiles, est le modèle dit d'*accrétion de coeur*.

Ce scénario envisage la formation des planètes de manière séquentielle : à mesure que le disque protoplanétaire qui entoure l'étoile en formation refroidit, les grains de roches et de glaces condensent et sédimentent dans le plan médian du disque. De petits corps solides grandissent à partir des poussières pour former des corps plus gros de taille kilométrique : les planétésimaux. Par collisions successives ces embryons planétaires grossissent encore. Quelques uns deviennent assez importants pour dominer le processus d'accrétion : c'est la phase oligarchique de la croissance des coeurs planétaires. A partir d'une certaine taille les coeurs attirent le gaz en plus de la poussière et des plus petits coeurs voisins. Au delà d'une taille critique l'accrétion du gaz se produit même de manière emballée et aboutit aux géantes gazeuses telles que Jupiter.

A ce schéma évolutif il faut ajouter la migration des planètes. Leur interaction avec le disque déplace ces corps qui trouvent ainsi une alimentation nouvelle en poussière, en planétésimaux et en gaz. La physique des disques joue également un rôle important et complexe. Leur temps de vie est par exemple un paramètre majeur du processus de formation planétaire.

De nombreuses équipes internationales modélisent la formation de planètes au sein de disques protoplanétaires afin de confronter le résultat de leur simulations aux observations. A ce jour, 2 équipes se sont intéressé plus particulièrement aux résultats du scénario d'accrétion de coeurs appliqué aux disques entourant les naines M. Il s'agit de Laughlin et al. (2004) et de Ida & Lin (2005). C'est dans le paragraphe suivant que nous aborderons leurs travaux concernant les naines M. Mais d'ores et déjà nous pouvons décrire le scénario d'accrétion de coeur avec plus de détails en centrant notre exposé sur les travaux de Ida & Lin (2004). Leur étude quant aux planètes autour des naines M étant la plus complète nous gagnons en clarté à déjà centrer notre description sur leur modèle. La description que je vous propose s'accompagne de couleurs afin d'illustrer la dépendance de chaque grandeur physique en la masse de l'étoile. Une couleur verte signifie que la dépendance en la masse est implicite, c'est-à-dire que la variable colorée correspond à une grandeur physique du disque ou de la planète en formation qui dépend elle-même de la masse de l'étoile. Quand la masse de l'étoile (ou sa luminosité qui est une grandeur physique de l'étoile qui dépend de sa masse) apparaît explicitement elle est colorée en rouge.

2.2.2 Description

La physique du disque

Les planètes se forment donc dans un disque de poussière et de gaz. Les densités surfaciques de la poussière (Σ_d) et du gaz (Σ_g) sont souvent paramétrées d'après la nébuleuse solaire de masse minimum (Hayashi 1981) par les formules :

$$\Sigma_d(t) = 10\eta_{ice}f_d(t)h_d\left(\frac{a}{1 \text{ AU}}\right)^{-3/2}[\text{g cm}^{-2}], \quad (2.1)$$

et

$$\Sigma_g(t) = 2.4 \times 10^3 f_g(t)h_g\left(\frac{a}{1 \text{ AU}}\right)^{-3/2}[\text{g cm}^{-2}], \quad (2.2)$$

où η_{ice} est une fonction en créneau qui permet de délimiter la limite des glaces, c'est-à-dire la distance a_{ice} ($= 2.7\sqrt{L_*/L_\odot}$ [AU]) au delà de laquelle l'eau est sous forme de glace. Ainsi η_{ice} vaut 1 pour $a < a_{ice}$, mais 4 au delà.

f_d et f_g décrivent l'évolution au cours du temps des distributions de masse des disques. Le gaz des disques se dissipe au cours du temps avec un temps typique τ_{dep} choisi entre 1 et 10 millions d'années. La poussière en revanche n'est éliminée que par le mécanisme d'accrétion sur les coeurs. En pratique on considère f_d comme constant au cours du temps.

$$f_g = f_{g,0} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{dep}}\right) \quad f_d = f_{g,0} = \text{Constante} \quad (2.3)$$

h_d ou h_g est un facteur d'échelle qui accorde f_d ou f_g selon la masse de l'étoile considérée.

$$h_g = h_d = (M_*/M_\odot)^{0,1,2}. \quad (2.4)$$

La dépendance entre la masse du disque et la masse de l'étoile est mal connue. Ida & Lin 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. La dépendance masse de l'étoile / masse du disque n'étant pas claire aucun choix n'est arrêté selon la version de la simulation la masse de disques simulés ne varie pas, varie linéairement ou quadratiquement avec la masse de l'étoile.

Les processus d'accrétion

Les planètes embryonnaires commencent leur croissance par accrétion de coeurs voisins. La masse d'un embryon en fonction du temps et de sa position, dépend des densités surfaciques du disque, de la masse typique des planétésimaux voisins (m) et de la masse de l'étoile :

$$M_c(t) \simeq \left(\frac{t}{0.48 \text{ Myr}}\right)^3 \left(\frac{\Sigma_d}{10 \text{ g cm}^{-2}}\right)^3 \left(\frac{\Sigma_g}{2.4 \times 10^3 \text{ g cm}^{-2}}\right)^{6/5} \left(\frac{m}{10^{22} \text{ g}}\right)^{-2/5} \left(\frac{a}{1 \text{ AU}}\right)^{-9/5} \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{1/2} M_\oplus. \quad (2.5)$$

Une zone d'alimentation (*feeding zone* en anglais) est également définie. Elle correspond à la zone d'influence ou de capture de la planète en formation. Cette zone est décrite avec le *rayon de Hill* ($r_H = (M_c/3 M_*)^{1/3} a$) et tout corps de plus petite masse compris dans une sphère de rayon $\sim 10r_H$ est susceptible d'être accrété par l'embryon dominant à un rythme $\tau_{c,grow} = M_c/\dot{M}_c$.

Le coeur peut tant accréter qu'il vide sa zone d'alimentation. Nécessairement, le processus d'accrétion du coeur s'achève. Le coeur, dynamiquement isolé, a alors acquis une masse $M_{c,iso}$.

$$M_{c,iso} \simeq 0.16 \left(\frac{\Sigma_d}{10 \text{ g cm}^{-2}}\right)^{3/2} \left(\frac{a}{1 \text{ AU}}\right)^3 \left(\frac{\Delta a_c}{10 r_H}\right)^{3/2} \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{-1/2} M_\oplus. \quad (2.6)$$

Dans le cas où la planète interagit avec le disque et subit la migration, elle n'est plus dynamiquement isolée et sa zone d'alimentation est renouvelée continûment. Elle peut accréter toute la matière intérieure à sa position initiale a et atteindre une masse $M_{c,nosio} \sim \pi a^2 \Sigma_d$.

A partir d'une masse seuil $M_{c,hydro}$ le gaz enveloppant la planète n'est plus en équilibre hydrostatique. C'est l'accrétion du gaz qui commence et qui domine (Stevenson 1982; Ikoma et al. 2000).

$$M_{c,hydro} \simeq 10 \left(\frac{\dot{M}_c}{10^{-6} M_\odot/\text{yr}}\right)^{0.25} M_\oplus. \quad (2.7)$$

Le processus d'accrétion du gaz peut prendre fin de deux manières, quand le disque disparaît localement ou globalement. A l'instar de l'accrétion de planétésimaux qui vide le réservoir d'alimentation de la planète en formation, l'accrétion du gaz peut finir par vider localement le disque de son gaz. La masse seuil à partir de laquelle un espace s'ouvre dans le disque est défini ainsi (Lin & Papaloizou 1985) :

$$M_{g,vis} \simeq 3 \left(\frac{\alpha}{10^{-4}} \right) \left(\frac{a}{1 \text{ AU}} \right)^{1/2} \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right)^{1/4} M_\oplus. \quad (2.8)$$

Et cet espace se retrouve vide quand la planète atteint une masse excédant $M_{p,trunc} = A_{th} M_{g,th}$, avec une valeur pour A_{th} choisi à ~ 3 (Bryden et al. 1999) :

$$M_{g,th} \simeq 120 \left(\frac{a}{1 \text{ AU}} \right)^{3/4} \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right)^{3/8} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{-1/2} M_\oplus. \quad (2.9)$$

Enfin, de manière encore analogue à l'accrétion de planétésimaux la planète peut vider l'intérieur du disque en migrant. La planète, non isolée, aura atteint la masse $M_{g,noiso}$:

$$M_{g,noiso} \sim \pi a^2 \Sigma_g. \quad (2.10)$$

Une fois que l'accrétion des planétésimaux et du gaz telle que décrite ci-dessus est terminée, la mécanique céleste dirige les corps formés. Des collisions entre ces corps sont encore possibles, c'est le dernier mécanisme d'accrétion, le *bombardement tardif*.

La migration

La migration est le dernier mécanisme prépondérant du scénario d'accrétion de coeur. Il relocalise les planètes en formation et nous l'avons déjà dit permet de remplir la zone d'alimentation en planétésimaux comme en gaz. Une masse seuil régit encore le début du processus. On considère que la planète se lie au disque quand $M_p \geq M_{p,mig} = A_v M_{g,vis}$, avec A_v compris entre 1 et 10 (migration de type II) et $M_{g,vis}$ définie par l'équation 2.8.

La vitesse de migration \dot{a} est lié au temps typique de migration : $\dot{a} = \frac{a}{\tau_{mig}}$

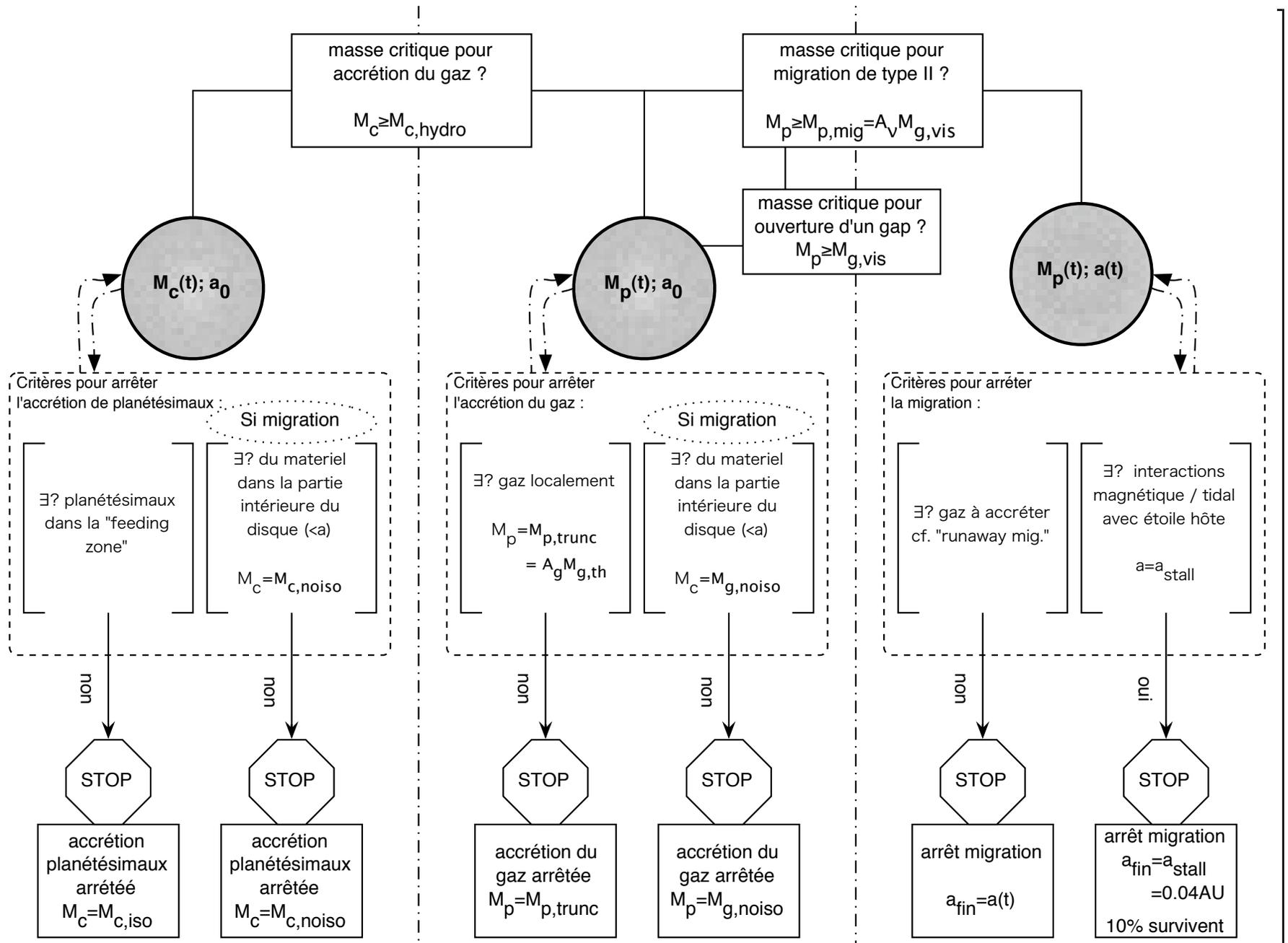
$$\tau_{mig} = 10^6 f_g^{-1} h_g^{-1} \left(\frac{\alpha}{10^{-4}} \right) \left(\frac{M_p}{M_J} \right) \left(\frac{a}{1 \text{ AU}} \right)^{1/2} \text{yrs}. \quad (2.11)$$

La migration se termine soit une fois le disque dissipé ($f_g \rightarrow 0$), soit sur une orbite de courte période ($a \sim 0.04 \text{ AU}$) à cause du couple de force généré par l'interaction magnétique étoile / planète, soit encore sur l'étoile !

2.2.3 Séquence d'une formation planétaire

Le diagramme 2.6 représente la séquence du modèle d'accrétion d'un coeur planétaire telle que décrit par Ida & Lin (2004) : accrétion des planétésimaux, accrétion emballée du gaz et migration. Il s'agit d'un triptyque où chaque panneau est délimité par des lignes traits-points verticales. Dans chaque panneau un cercle représente la planète définie par sa masse et sa distance à l'étoile (pouvant dépendre du temps). Au dessous de ce cercle un rectangle traitillé indique les critères à valider pour continuer le processus. A cheval sur les lignes de démarcation de chaque panneau, un rectangle en trait continu indique le critère selon lequel le nouveau processus commence. Ces processus sont présentés comme une séquence parce qu'ils ont lieu dans un ordre précis. Néanmoins ils ne sont pas exclusifs et le début de l'un ne signifie pas l'arrêt du précédent.

FIG. 2. 6: Diagramme schématisant la formation des planètes selon la séquence du modèle d'accrétion de coeur.



Panneau 1 : accrétion de la poussière. Avec le panneau de gauche on comprend que le coeur qui accrete de la matière a une masse qui dépend du temps $M_c(t)$. Tant que les conditions ne seront pas réunies pour entamer la migration la planète reste immobile à la distance a_0 de son étoile. Ce processus est viable tant qu'il y a de la matière à accréter. Mais au bout d'un certain temps la planète aura englouti la totalité de la matière avoisinante.

Les conditions d'arrêt du mécanisme d'accrétion de la poussière (données dans le rectangle en traitillés de ce panneau) correspondent à 2 situations pour lesquelles il n'y a plus de matière à accréter :

- *localement* : si la planète a vidé sa zone d'alimentation le coeur termine le processus d'accrétion dans un état isolé avec une masse $M_{c,iso}$,
- *globalement* : si les conditions ont déjà été réunies pour faire migrer la planète (c'est-à-dire si la séquence est déjà rentrée dans la phase correspondante au panneau 3) alors la planète peut avoir migré jusqu'à la distance seuil de ~ 0.04 AU. La matière intérieure à la distance initiale a_0 peut entièrement avoir été accrétée et le coeur termine le processus d'accrétion dans un état non-isolé avec une masse $M_{c,noiso}$.

Panneau 2 : accrétion du gaz. Pour entamer le processus d'accrétion du gaz, il faut que le coeur ait dépassé une masse seuil $M_{c,hydro}$. La planète est décrite par sa masse totale ($M_p(t)$) et selon si le processus de migration a été entamé ou non elle occupe une position $a(t)$ ou sa position de départ a_0 . De manière analogue à l'accrétion de la poussière, le processus d'accrétion du gaz s'arrête quand il n'y a plus de gaz à accréter soit localement (zone d'alimentation vide ou dissipation du gaz), soit globalement (si la planète migre jusqu'à 0.04 AU).

Panneau 3 : la migration. Enfin, le dernier mécanisme, la migration, se met en route au delà d'une masse critique $M_{p,mig}$, après l'ouverture d'une frange dans le disque ou non. La planète change de position ce qui affecte les processus précédents. Dès lors la position n'est plus a_0 mais $a(t)$ dans tous les panneaux. Aussi la zone d'alimentation est renouvelée de manière continue. La migration de la planète s'arrête quand il n'y a plus de gaz (soit parce que totalement accréte soit parce que dissipé) ou en se rapprochant si proche de l'étoile ($a = 0.04$ AU) qu'elle subit un couplage magnétique planète / étoile. L'arrêt de la migration proche de l'étoile est mal compris et vraisemblablement peu efficace. Le "taux de survie" des planètes migrant jusqu'à 0.04 AU est un paramètre du modèle ajusté de manière à rendre compte des observations. Ida & Lin trouvent que dans sans doute $\sim 90\%$ des cas la planète ne peut être freinée et tombe dans l'étoile.

2.3 Les planètes autour des naines M. Un point de vue théorique.

La première décennie de recherche de planètes extra-solaires n'a fourni qu'un seul système planétaire composé d'une naine M et de 2 planètes *géantes* (Delfosse et al. 1998; Marcy et al. 1998, 2001). En moins de 2 ans trois nouvelles planètes de la *masse de Neptune* (Butler et al. 2004; Rivera et al. 2005; Bonfils et al. 2005b) sont venues compléter le tableau des planètes en orbite autour d'une étoile de très faible masse (l'une d'entre elles appartenant au même système que les planètes géantes déjà connues). Ce manque apparent de planètes géantes en premier, puis les premières détections de Neptunes chauds ont motivé les théoriciens pour appliquer leurs modèles de formation planétaire aux naines M.

Modèle de Laughlin, Bodenheimer & Adams (2004) A partir d'un modèle de formation par accrétion de coeurs Laughlin et al. (2004) simulent la formation de planètes géantes pour 2 configurations. L'une correspond à la formation autour d'une étoile de type solaire ($M_{\star} = 1 M_{\odot}$), l'autre d'une naine M ($M_{\star} = 0.4 M_{\odot}$).

Ce modèle suppose une masse initiale du disque protoplanétaire proportionnelle à la masse de l'étoile ($M_{disque}(t=0) = 0.05 M_{\star}$). La densité de surface des solides dans le disque est également ajustée selon la simulation ($\sigma_s = 11.5 \text{ g cm}^{-2}$ pour $1 M_{\odot}$ et $\sigma_s = 4.5 \text{ g cm}^{-2}$ pour $0.4 M_{\odot}$ à une distance de 5 AU de l'étoile)

Le principal résultat de cette simulation montre que la formation de planètes géantes est sérieusement inhibée, mais que en revanche, les planètes de la masse de Neptune doivent être communes autour des naines M (Fig. 2.7). Il montre également que les planètes formées ont une taille finale qui dépend de la densité de surface du disque à l'endroit où elles se sont formées. Ce résultat permet aux auteurs de prédire une corrélation entre taille des planètes et métallicité de l'étoile hôte pour les étoiles de très faible masse.

Néanmoins ce modèle ne prend pas en compte plusieurs processus en jeu dans la formation planétaire. La migration planétaire est par exemple négligée alors qu'elle permet de continuellement remplir le réservoir de matière à accréter.

Modèle de Ida & Lin (2005) A l'aide d'un modèle semi-analytique semi-numérique Ida & Lin (2005) s'intéressent également à la dépendance en la masse de l'étoile des processus de formation. 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) et les densités de surfaces du gaz et de la poussière de son disque parent. De planétésimaux en nombre important 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 de modèles plus fondamentaux (e.g. la viscosité) soit dérivés des observations (e.g. le temps typique de dissipation du gaz dans les disques).

In fine, la simulation produit pour chaque embryon de départ une planète caractérisée par une masse (la somme de la matière et du gaz accrés) et par une position, pour autant qu'elles aient survécu à leur migration. Une analyse statistique du diagramme masse-période résultant devient possible, en vue d'une comparaison avec les observations.

Dans notre description du modèle standard (§2.2.2), qui utilise comme trame le modèle de Ida & Lin (2004), nous avons vu que de nombreuses grandeurs caractéristiques dépendent de la masse de l'étoile. La physique du disque simulé, les processus d'accrétion et la migration sont tous fonction

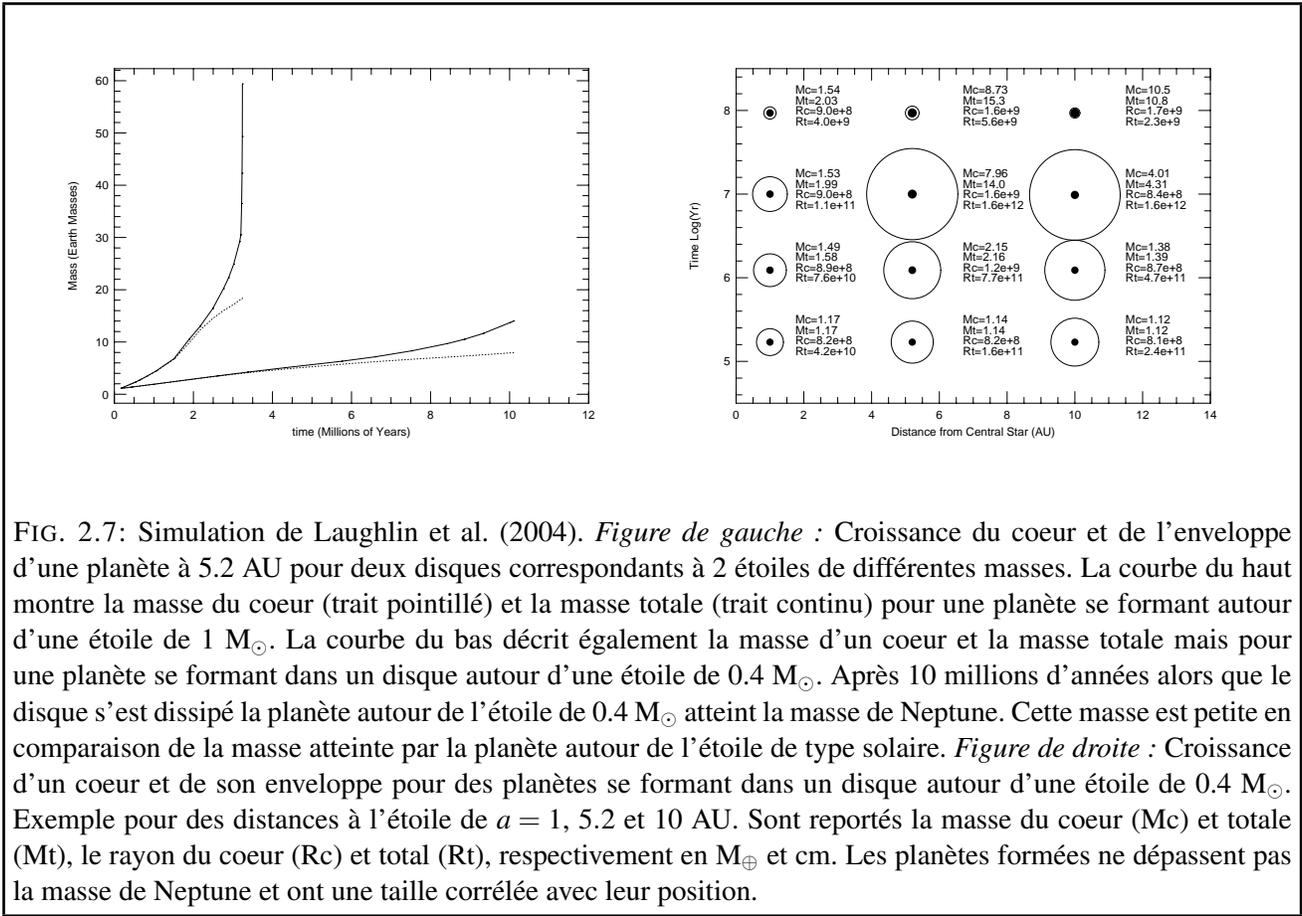


FIG. 2.7: Simulation de Laughlin et al. (2004). *Figure de gauche* : Croissance du coeur et de l’enveloppe d’une planète à 5.2 AU pour deux disques correspondants à 2 étoiles de différentes masses. La courbe du haut montre la masse du coeur (trait pointillé) et la masse totale (trait continu) pour une planète se formant autour d’une étoile de 1 M_{\odot} . La courbe du bas décrit également la masse d’un coeur et la masse totale mais pour une planète se formant dans un disque autour d’une étoile de 0.4 M_{\odot} . Après 10 millions d’années alors que le disque s’est dissipé la planète autour de l’étoile de 0.4 M_{\odot} atteint la masse de Neptune. Cette masse est petite en comparaison de la masse atteinte par la planète autour de l’étoile de type solaire. *Figure de droite* : Croissance d’un coeur et de son enveloppe pour des planètes se formant dans un disque autour d’une étoile de 0.4 M_{\odot} . Exemple pour des distances à l’étoile de $a = 1, 5.2$ et 10 AU. Sont reportés la masse du coeur (M_c) et totale (M_t), le rayon du coeur (R_c) et total (R_t), respectivement en M_{\oplus} et cm. Les planètes formées ne dépassent pas la masse de Neptune et ont une taille corrélée avec leur position.

de la masse de l’étoile. Par exemple, pour une étoile de plus petite masse le rayon de Hill est plus grand et $M_{c,iso}$ est donc également plus grand pour une masse de disque équivalente. Néanmoins, cette tendance est nettement contrebalancée par les facteurs d’échelle h_d et h_g qui sont eux plus petits pour de plus petites masses stellaires. Au final, à la fois $M_c(t)$ et $M_{c,iso}$ sont plus petits pour des étoiles de masses plus petites. Aussi, la masse seuil pour l’ouverture d’un espace dans le disque ($M_{g,vis}$) et la masse seuil de fin d’accrétion du gaz ($M_{p,trunc}$) sont toutes deux dépendantes de la luminosité, elle-même fortement dépendante de M_{\star} . Le résultat est une disparition plus rapide du gaz à disposition pour les étoiles de masses plus petites.

Ces résultats confirment la première conclusion de Laughlin et al. (2004) : la formation de planètes géantes est inhibée en comparaison aux étoiles de type solaire.

La masse seuil pour la migration $M_{g,mig}$ dépend de la même manière de M_{\star} que $M_{g,vis}$. Les planètes en formation autour des naines M sont donc plus susceptibles de migrer. Une partie de ces planètes sont arrêtées proche de l’étoile à $a = 0.04$ AU. La population de planètes à très courte période peut à cette position accréter du gaz tant qu’il n’est pas complètement dissipé. Les planètes autour de naines M n’y trouvent pas beaucoup de gaz et d’après les simulations la plupart ne dépassent pas la masse de Neptune.

Autour des étoiles de $\sim 1 M_{\odot}$ Ida & Lin (2004) observent deux populations de planètes à très courte période composées de planètes de la masse de Jupiter et de Neptune, respectivement. Autour des naines M ils prédisent une population de Neptunes plus fréquente encore et une quasi-absence de Jupiters chauds.

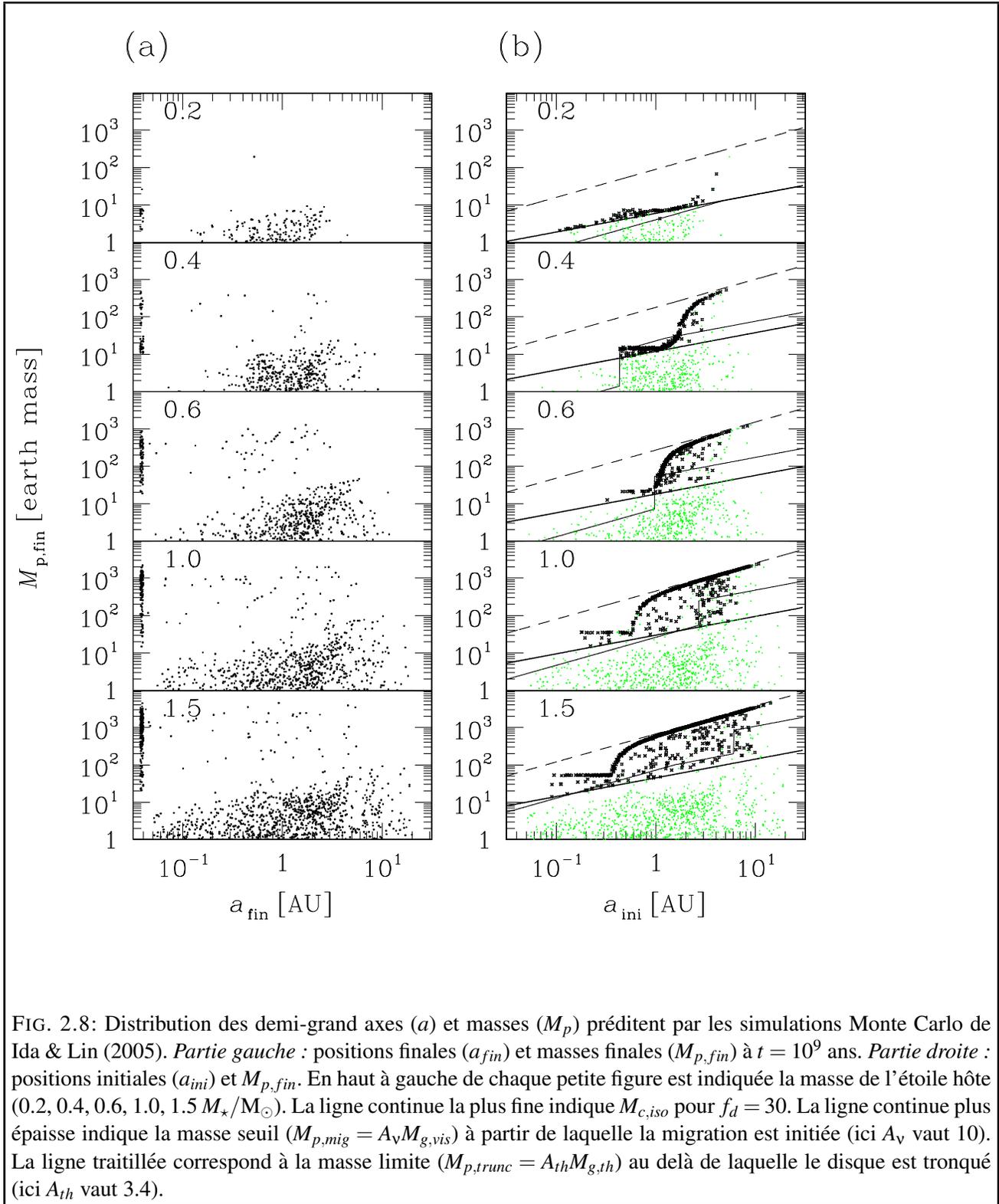
En traçant la provenance des Neptunes de très courte période, ils observent qu’elles sont parties

en-deçà de la limite des glaces pour les étoiles de $1 M_{\odot}$ et au-delà pour les étoiles $< 0.4 M_{\odot}$. Les Neptunes chauds orbitant les étoiles de type solaire sont donc essentiellement composées de silicates quand celles orbitant les M le sont de glaces.

Leurs simulations prédisent également un déficit de planètes de masses de Neptune et de Jupiter aux périodes intermédiaires (0.1 – 1 AU). Ce déficit est présent chez Ida & Lin pour les étoiles de toutes masses et est un résultat du processus de migration. Reste maintenant à le mettre en évidence ou à l'infirmier par les observations.

Ces changements en fonction de la masse stellaire considérée se visualisent bien dans les figures 2.8 et 2.9.

Des modèles plus sophistiqués (Alibert et al. 2005) calculent l'évolution du disque protoplanétaire (gaz et poussière) en incluant transport visqueux et photoévaporation. Mais pour l'heure ces modèles n'ont pas encore été appliqués à l'étude de la formation des planètes en fonction de la masse de l'étoile. Des avancées théoriques quant aux propriétés des planètes autour des naines M sont donc attendues prochainement.



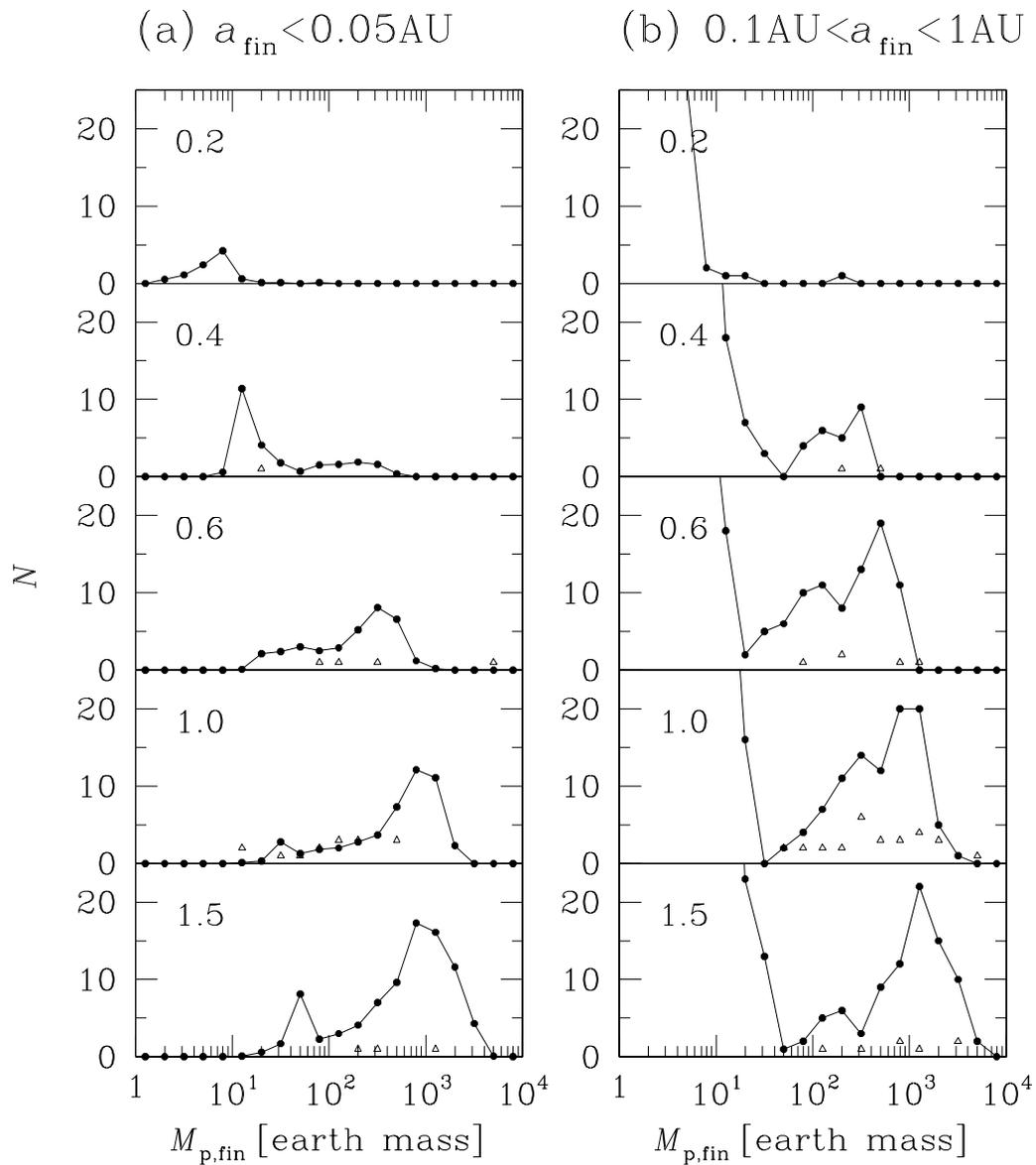


FIG. 2.9: Distribution des masses finales des planètes formées pour (à gauche) les très courtes périodes ($a_{fin} < 0.04$ AU) et (à droite) les planètes de périodes $0.1 \text{ AU} < a_{fin} < 1 \text{ AU}$. Le processus pour stopper les planètes à $a = 0.04$ AU est vraisemblablement peu efficace, de sorte que N est divisé par 10 dans la partie gauche. Les cercles pleins correspondent aux résultats de la simulation, les triangles vides aux observations.

La méthode

3.1 Aperçu des méthodes de détection

On peut classer les principales méthodes de détection d'exoplanètes en deux catégories. Les premières sont des méthodes *photométriques* : imagerie, transits et microlentilles. Les secondes, *dynamiques*, mesurent l'influence du compagnon sur l'étoile primaire : astrométrie, vitesses radiales et pulsars millisecondes. Cette liste est loin d'être exhaustive, mais regroupe les méthodes les plus utilisées actuellement (pour une revue voir Perryman (2000)).

3.1.1 Les méthodes photométriques

Imagerie

Détecter une planète par imagerie consiste d'une part à obtenir des photons provenant de cette planète (les photons propres de la planète en infra-rouge ou les photons de l'étoile réfléchis sur la planète en lumière visible) et d'autre part à résoudre la séparation angulaire planète-étoile. Mais ce sont là deux problèmes majeurs.

En effet, si l'on souhaite observer un système Jupiter-Soleil placé à 10 parsecs alors l'instrument utilisé doit pouvoir résoudre une séparation angulaire de 0.5 seconde d'arc. C'est néanmoins le seeing d'un bon site astronomique, et l'optique adaptative permet de compenser les perturbations atmosphériques et d'obtenir une résolution proche de la limite de diffraction des instruments ($\sim 0.04''$). De même les interféromètres doivent permettre de dépasser cette contrainte.

Mais plus contraignant encore, le rapport de flux entre la lumière émise par l'étoile et la lumière réfléchie par la planète est de l'ordre de 10^9 en lumière visible. Même si la séparation angulaire planète-étoile peut-être résolue, le signal reste noyé dans le bruit de photons de la fonction d'étalement de point du télescope.

Sous ces conditions, obtenir une image directe d'exoplanète est une tâche difficile. Pour contourner ces difficultés plusieurs équipes ont entrepris des recherches de systèmes présentant un rapport de flux plus favorable. Ces recherches ont rencontré du succès dans le cas des objets jeunes car âgées de quelques millions d'années les planètes sont plus chaudes (~ 2000 K) et par conséquent plus brillantes. La première image d'un compagnon de masse planétaire a été celle du compagnon de la

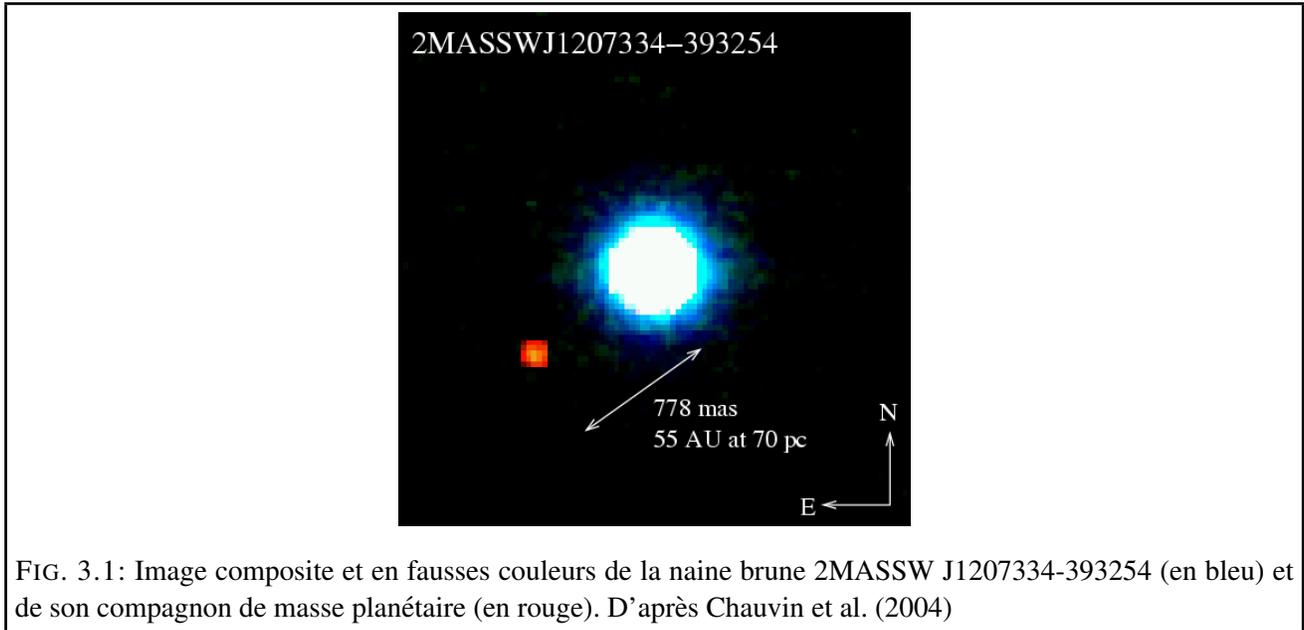


FIG. 3.1: Image composite et en fausses couleurs de la naine brune 2MASSW J1207334-393254 (en bleu) et de son compagnon de masse planétaire (en rouge). D’après Chauvin et al. (2004)

naine brune 2MASSW J1207334-393254 (Chauvin et al. 2004, 2005). Un autre prétendant au titre d’exoplanète a été résolu autour de GQ Lup (Neuhäuser et al. 2005), une étoile de type T Tauri âgée de ~ 2 millions d’années, mais la masse du secondaire peut en faire une naine brune plutôt qu’une planète.

De nombreux projets sont considérés pour observer directement les exoplanètes en conjuguant optique adaptative et coronagraphie stellaire, à l’instar du VLT-Planet Finder, un instrument de 2^e génération pour le VLT (Beuzit et al. 2005). La coronagraphie consiste à masquer l’étoile primaire dans le plan focal. Le flux stellaire est de cette manière éclipsé et on peut augmenter les temps de poses pour intégrer la lumière de la planète sans saturation du détecteur. Combinée à l’optique adaptative la détection de *Jupiter* à une distance de 10 AU de leur étoile est alors réalisable.

Transits

La méthode des transits initialement proposée par Struve (1952) permet la détection de compagnons planétaires si ceux-ci passent entre leur étoile et l’observateur. Une telle configuration, similaire aux éclipses de Soleil par la Lune, produit une baisse de luminosité de l’ordre de 1% dans le cas d’un système Jupiter-Soleil, soit ~ 0.01 mag. Cette variation correspond au rapport des surfaces planètes / étoiles :

$$\frac{\Delta L}{L_\star} = \left(\frac{R_p}{R_\star}\right)^2 \tag{3.1}$$

Dans le cas d’une planète de la taille de Jupiter la précision requise pour observer un transit ne pose pas de problème aux instruments modernes. Mais la probabilité pour observer une planète éclipsant son étoile (donc dans la ligne de visée) et à un moment choisi au hasard, est extrêmement faible.

En effet, considérant la géométrie du problème, Deeg (1998) en déduit la durée du transit :

$$\tau = \frac{P}{\pi} \left(\frac{R_\star \cos \delta + R_p}{a}\right) \simeq 13h \left(\frac{M_\star}{M_\odot}\right)^{-1/2} \left(\frac{1}{1 \text{ AU}}\right)^{1/2} \left(\frac{R_\star}{R_\odot}\right) \tag{3.2}$$

où δ est la latitude du transit sur le disque stellaire, donnant une durée de transit de 25 h pour une planète analogue à Jupiter et 13 h pour une planète analogue à la Terre. Les périodes de révolution

respectives de Jupiter et de la Terre autour du Soleil sont 12 ans et 1 an. Envisager la détection de planètes analogues à Jupiter et à la Terre par cette méthode demanderait donc un suivi de nombreuses étoiles et sur de longues périodes de temps.

Quant à la probabilité que le transit se produise, il dépend de la géométrie du système. Un transit ne se produit que si la ligne de visée est presque contenue dans le plan de l'orbite. La probabilité géométrique qu'un transit soit observable est¹ :

$$p = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{R_{\star}}{a} \quad (3.3)$$

Cette méthode au succès *a priori* peu probable n'a sollicité l'intérêt des astronomes qu'après les premières détections d'exoplanètes. Quand une planète est détectée par une autre méthode alors on peut prédire la date du transit et il devient peu coûteux en temps de télescope de vérifier cette possibilité. Aussi, les premières détections se sont révélées être des Jupiters à courtes périodes dont la probabilité de transit est beaucoup plus élevée : $\sim 10\%$ dans le cas d'un Jupiter chaud à 4 jours de période (voir Eq. 3.3).

HD 209458 b est une planète détectée par la méthode des vitesses radiales dont le suivi a mis en évidence son transit devant son étoile hôte (Fig. 3.2)(Charbonneau et al. 2000; Henry et al. 2000). Il s'agit de la première détection par une méthode indépendante à celle des vitesses radiales, confirmant la nature planétaire de la plupart des candidats exoplanètes détectés grâce aux mesures Doppler (la plupart seulement car l'incertitude demeure quand à l'inclinaison de leur plan orbital). Combinée aux mesures de vitesses radiales les transits donnent accès à la masse, au rayon et à la densité des planètes. Dans le cas où une planète transite une étoile brillante il devient possible de faire une analyse différentielle du spectre de l'étoile entre les moments où la planète occulte l'étoile et les moments où elle est hors transit. Un suivi de ce type a permis de caractériser quelques uns des constituants de HD 209458 b (Charbonneau et al. 2002; Vidal-Madjar et al. 2004) et de mesurer l'échappement de son atmosphère (Vidal-Madjar et al. 2003). Depuis, 2 autres planètes découvertes par la méthode des vitesses radiales, HD 149026 b (Sato et al. 2005) et HD 189733 b (Bouchy et al. 2005), ont eu une confirmation par la méthode des transits.

Considérant l'occurrence de Jupiters chauds ($\sim 1\%$), une probabilité de transit élevée ($\sim 10\%$) et une variation de luminosité à la portée des plus petits télescopes (~ 0.01 mag), de nombreux astronomes se sont investis dans l'observation systématique de millions d'étoiles, estimant pouvoir détecter rapidement plusieurs centaines d'exoplanètes. Le succès de ces campagnes d'observations est aujourd'hui mitigé puisque seulement 6 exoplanètes ont à ce jour été découvertes par cette méthode (Konacki et al. 2003, 2005; Bouchy et al. 2004; Pont et al. 2004; Alonso et al. 2004). Si l'information scientifique obtenue à partir de ces détections est unique (puisque ce sont les seuls dont on connaît le rayon), leur nombre est bien inférieur à celui attendu. Ce déficit s'explique principalement par des fluctuations photométriques basses fréquences (gradients de seeing, d'air masse et astroclimatiques) initialement négligés dans l'estimation des taux de détections (pour une revue lire Pont (2005)).

Appliquée aux naines M la méthode des transits permettrait de sonder des rayons planétaires plus petits que pour les étoiles de type solaire. Lors d'un éventuel transit, une planète de rayon donné induirait un changement de luminosité plus contrasté si l'étoile est une naine M plutôt qu'une étoile de type solaire. En revanche la probabilité d'un transit est également plus faible pour de plus petits rayons stellaires.

¹L'angle solide Ω sous lequel on peut observer un transit est proportionnel à l'aire d'un cylindre de rayon a et de hauteur $2R_{\star}$, et inversement proportionnel à a^2 , c'est-à-dire que $\Omega = 4\pi R/a$

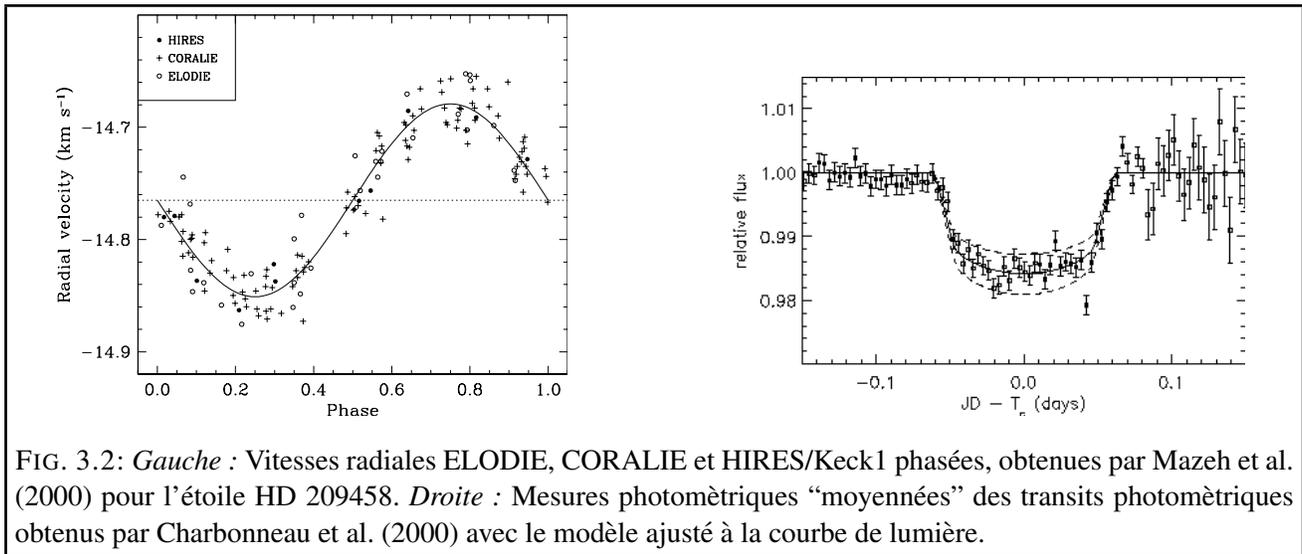


FIG. 3.2: *Gauche* : Vitesses radiales ELODIE, CORALIE et HIRES/Keck1 phasées, obtenues par Mazeh et al. (2000) pour l'étoile HD 209458. *Droite* : Mesures photométriques "moyennées" des transits photométriques obtenus par Charbonneau et al. (2000) avec le modèle ajusté à la courbe de lumière.

Pour l'heure, parmi les 3 naines M à planètes les observations excluent la possibilité d'un transit pour Gl 876 (Rivera et al. 2005, <http://www.planetsearch.org>;) et pour Gl 436 (Butler et al. 2004). Le suivi de Gl 581, détectée par notre équipe, est toujours en cours.

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 directe de la lumière émise par la planète. Cette méthode a été appliquée avec succès dans l'observation des transits secondaires de HD 209458 (Charbonneau et al. 2005) et de TRES-1 (Deming et al. 2005) qui ont utilisé le télescope infrarouge Spitzer.

Les microlentilles gravitationnelles

Un événement microlentille a lieu quand un objet compact en avant plan (une étoile ou une naine brune par exemple) appelé *lentille* passe sur la ligne de visée liant l'observateur et une étoile en arrière plan appelée *source*. Einstein l'avait déjà prévu (1936), la masse de cet objet compact déforme l'espace, incurve la trajectoire des photons en provenance de la source et les focalise vers l'observateur. Pour l'observateur, la lumière de l'étoile source est amplifiée, on parle de *magnification*. Cette amplification a en fonction du temps une forme en cloche représentée dans le panel du haut de la figure 3.3. Dans le cas où soit la source soit la lentille n'est pas un objet singulier mais est accompagnée d'une planète, alors un pic secondaire de plus courte durée caractérise la courbe de lumière (panel du bas Fig. 3.3).

La méthode des microlentilles est particulièrement sensible aux planètes à grandes séparations (entre 1 et 10 AU). Elle peut, mais pour des domaines de séparations plus restreints, sonder un domaine de masses planétaires encore inaccessible par la méthode des vitesses radiales (quelques masses terrestres entre 1 et 4 AU). Enfin, c'est une méthode qui s'intéresse aux étoiles lointaines, soit quelques kiloparsecs, et donc à un lieu de formation planétaire différents des cibles typiques des programmes de vitesses radiales ($d < 100$ pc). Néanmoins, un événement microlentille est unique, ce qui interdit une étude *a posteriori* des candidats planètes détectés.

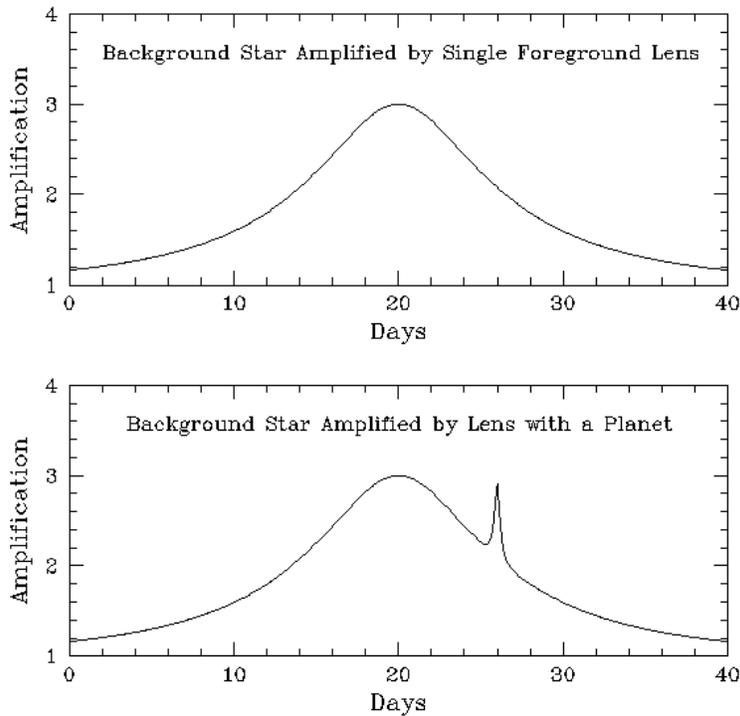


FIG. 3.3: Illustration d'un événement microlentille. *Panel du haut* : amplification dans le cas simple où la lumière d'une étoile du fond est focalisée par une étoile en avant plan. *Panel du bas* : amplification dans le cas où une planète orbite autour de l'étoile lentille.

Aujourd'hui, on compte 2 détections pour lesquelles un système planétaire explique correctement les observations (Bond et al. 2004; Udalski et al. 2005). A ces résultats observationnels il faut ajouter l'analyse de la sensibilité des programmes conduits jusque là, qui à partir des non-détections donnent des contraintes sur le taux d'étoiles avec planète(s). La collaboration PLANET fournit une analyse de ce type et avec l'aide d'un modèle pour les distributions de masses, de vitesses et de positions des lentilles du bulge galactique donne une limite à la présence de planètes massives autour des naines M (puisque ces étoiles constituent la population stellaire principale). Albrow et al. (2001) et Gaudi et al. (2002) trouvent, avec un niveau de confiance de 95% que moins de 33% des étoiles de $\sim 0.3 M_{\odot}$ ont des compagnons planétaires avec une masse supérieure à celle de Jupiter et un demi-grand axe compris entre 1.5 et 4 AU. La méthode des microlentilles est donc une des approches possibles pour déterminer le taux de naines M avec planètes. Dans cette thèse j'estime également ce taux, mais avec une étude statistique basée sur nos programmes de vitesses radiales.

3.1.2 Les méthodes dynamiques

Les méthodes dynamiques mesurent les perturbations induites par le compagnon sur son étoile plutôt que d'observer le compagnon lui-même. En effet dans un système à deux corps, chacune des masses se déplace selon les lois de Kepler, autour du centre de masse. La variation du mouvement de l'étoile primaire peut se mettre en évidence par des mesures *astrométriques*, de *vitesses radiales*, ou identiquement de retard dans le cas des *pulsars millisecondes*.

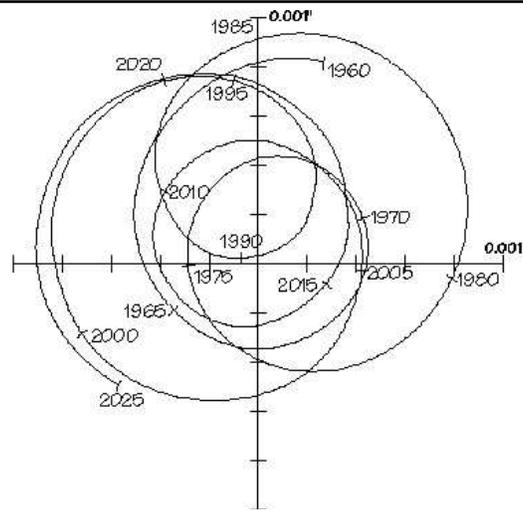


FIG. 3.4: Déplacement du Soleil sur le ciel dû à Jupiter et Saturne, vu d'une distance de 10pc sous un angle favorable ($\sin i = 0$), pour une période de 65 ans. D'après (Udry et al. 2000).

L'astrométrie

En astrométrie, la méthode consiste à mesurer les déplacements photométriques de l'étoile projetés sur le plan du ciel. La trajectoire de l'étoile apparaît comme une ellipse avec un demi-grand axe angulaire α donné par :

$$\alpha = \frac{M_p a}{M_\star d} \quad (3.4)$$

où α est exprimé en secondes d'arc, la séparation orbitale a en AU et la distance de Soleil-étoile d en parsecs.

Le déplacement angulaire observé pour un système Jupiter-Soleil distant de 10 pc est d'environ $5 \mu\text{as}$. Pour un système Jupiter-Saturne-Soleil (lui aussi placé à 10 pc) la figure 3.4 montre le déplacement de l'étoile primaire sur une période de 65 ans.

Cette technique est complémentaire de la méthode des vitesses radiales (§3.1.2). Elle est plus particulièrement sensible aux orbites à grandes périodes.

Elle est aussi complémentaire dans le sens où la méthode des vitesses radiales mesure une vitesse projetée sur la ligne de visée de l'observateur. i étant l'angle entre le plan orbital du système étoile-compagnon et le plan du ciel, la masse du compagnon extraite des mesures en vitesses radiales est une masse minimum $M_p \sin i$. Mais, si a est connu par des mesures spectroscopiques, d par des mesures de parallaxes et si M_\star peut être estimé à partir du type spectral, alors l'astrométrie permet de donner une masse "vraie" M_p .

Appliquée à Gl 876, les mesures astrométriques ont permis de donner une vraie masse à la première des 3 planètes de ce système (Benedict et al. 2002). Il s'agit de Gl 876 b, la planète extérieure du système et la plus massive des 3.

Les vitesses radiales

La technique dite des vitesses radiales consiste à mesurer la projection sur l'axe de visée des variations de vitesse de l'étoile. La variation de vitesse s'explique comme pour le déplacement as-

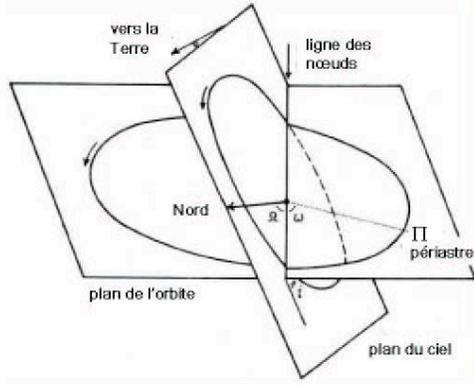


FIG. 3.5: Illustration d'une orbite par rapport au plan du ciel. L'orbite fait une inclinaison i avec le plan du ciel. Les deux corps sont au plus proche quand la planète passe au périastre Π . ω et Ω sont respectivement la longitude du périastre et l'angle de position du noeud ascendant

trométrique par l'interaction gravitationnelle réciproque entre le compagnon et l'étoile primaire. Néanmoins dans le cas présent l'orbite réelle du système gravitationnel étudié fait un angle i avec le plan du ciel. L'observateur ne mesure que la composante de la vitesse contenue dans l'axe perpendiculaire au plan du ciel. Autrement dit, l'observateur ne mesure une trajectoire réelle que dans le cas où $i = \pi/2$.

Dans le cas simple d'un système à deux corps, l'ajustement d'un modèle képlérien aux mesures de vitesses radiales fournit 6 des 8 paramètres orbitaux caractérisant entièrement le système : la vitesse moyenne du système γ , la période P , l'époque du passage au périastre T , l'excentricité e , la longitude du périastre ω , et le demi-grand axe de l'orbite a . Seuls l'angle entre le plan orbital et le plan du ciel i et l'angle de la position du noeud ascendant Ω ne sont pas déterminés.

Les lois de Kepler permettent de relier les masses des composantes au demi-grand axe, la période et l'excentricité :

$$\frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{P}{2\pi G} K_1^3 (1 - e)^{3/2} \quad (3.5)$$

de sorte que dans le cas d'un compagnon planétaire ($M_1 \gg M_2$) on connaît également la masse projetée de la planète :

$$M_2 \sin i \simeq \left(\frac{T}{2\pi G}\right)^{1/3} K_1 M_1^{2/3} \sqrt{1 - e} \quad (3.6)$$

La méthode des vitesses radiales a le succès retentissant que l'on sait, non seulement parce qu'elle a permis la découverte de la première planète en orbite autour d'une étoile de la séquence principale (Mayor & Queloz (1995), Fig. 3.6) mais aussi pour plus de 150 planètes fournies par la suite (<http://www.obspm.fr/planets/>).

La méthode des vitesses radiales m'intéresse hautement puisque c'est celle que nous employons dans nos programmes de recherche de planètes autour des naines M. Je reviens plus en détail sur le principe de la mesure au §3.2 et sur les limitations de cette méthode au §3.5. Dans le §. 3.3 je décris quelle technique instrumentale permet cette mesure. et dans le §. 3.4 quelle méthode numérique.

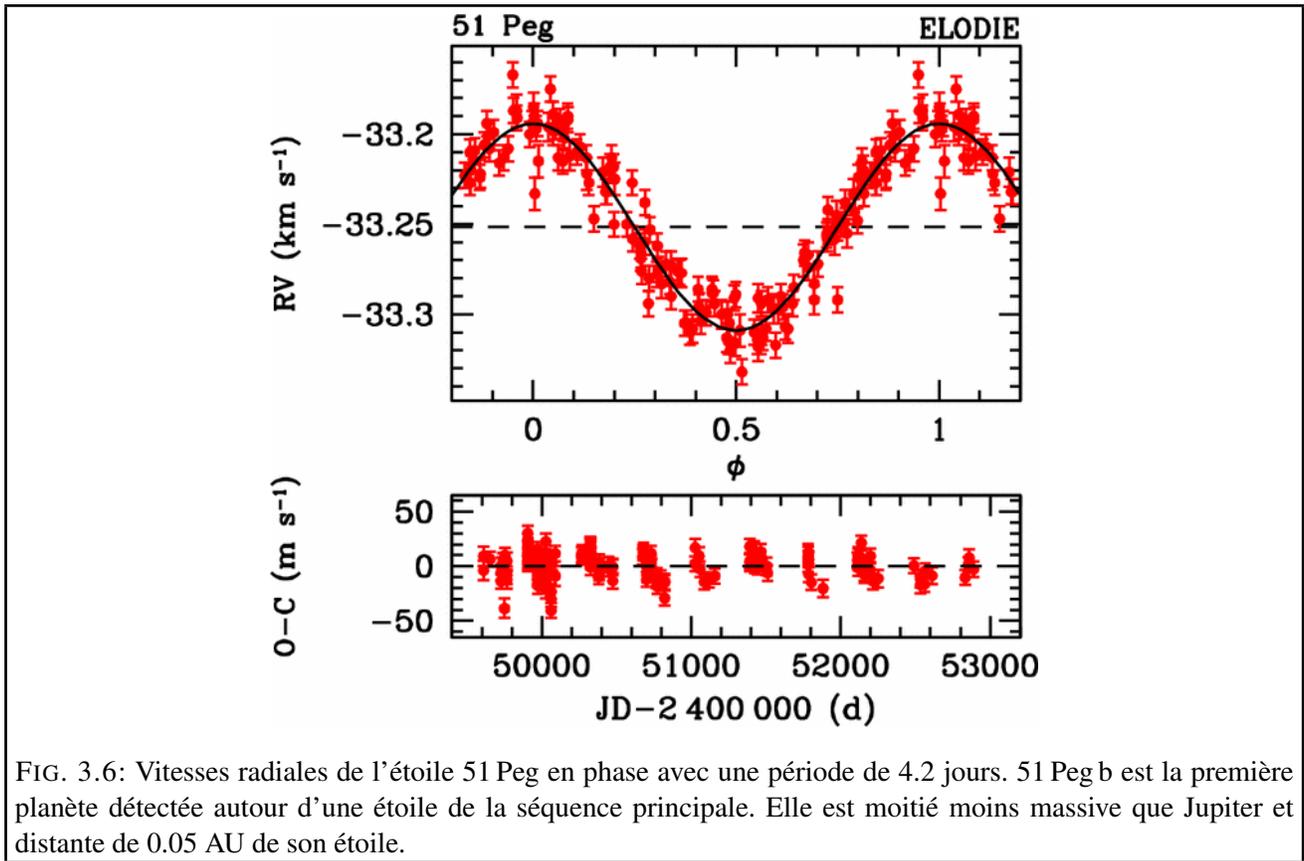


FIG. 3.6: Vitesses radiales de l'étoile 51 Peg en phase avec une période de 4.2 jours. 51 Peg b est la première planète détectée autour d'une étoile de la séquence principale. Elle est moitié moins massive que Jupiter et distante de 0.05 AU de son étoile.

Pulsars millisecondes

Un pulsar radio est une étoile à neutron formée par l'effondrement d'une étoile massive ($8-20 M_{\odot}$) après son explosion supernova. Les pulsars sont des objets hautement magnétisés et en rotation très rapide. Ce sont aussi de puissants émetteurs radio. Leur émission est focalisée dans un cône quasiment orienté selon l'axe du dipôle magnétique du pulsar. De cet alignement partiel des axes (d'émission et magnétique) et de la rotation rapide de ces objets, l'observateur voit un "phare" émettant dans le domaine radio. Leurs périodes de rotation sont comprises entre la seconde et la milliseconde.

L'extrême régularité dans leur rotation permet des mesures précises du décalage spectral de l'émission dû aux perturbations orbitales induites par un compagnon. Le changement de fréquence observé s'exprime donc comme un déplacement Doppler :

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta V}{c}. \quad (3.7)$$

Soit en m s^{-1} :

$$\Delta V_r = 3.10^8 \frac{\Delta v}{v}. \quad (3.8)$$

Les radio-télescopes permettent des mesures de $\Delta v/v$ 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} (effet de la Terre sur le Soleil $\sim 8 \text{ cm s}^{-1}$) sont donc détectables par cette méthode.

Cette technique représente un champ d'investigation unique pour la recherche de planètes de très faible masse. En effet, le premier système détecté autour d'une étoile autre que le Soleil, l'a été

autour du pulsar PSR 1257 (Wolszczan & Frail 1992). Ce système compte au minimum deux planètes de masses 2.8 et 3.4 M_{\oplus} , peut-être même un troisième corps de masse lunaire, voire un quatrième (Wolszczan & Frail 1992; Wolszczan 1994).

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.

3.2 Mesures différentielles de vitesses radiales

Une mesure précise mais pas absolue

Pour le sens commun la vitesse radiale d'une étoile est définie comme étant la variation instantanée par unité de temps de la distance séparant l'étoile de l'observateur. Mais même dans un contexte classique (non relativiste) cette définition est ambiguë (Lindgren & Dravins 2003). Considérant la vitesse finie (c) du signal lumineux qui nous permet de mesurer la vitesse de l'étoile les instants d'émission t_* et de réception t_{obs} du signal sont reliés par l'équation temps-lumière $r_* = c(t_{obs} - t_*)$. Selon que la dérivée de r_* est considérée par rapport au temps d'émission ou de réception, on remarque que la vitesse radiale calculée est différente :

$$v'_r = \frac{dr_*}{dt_*} = c\left(\frac{dt_{obs}}{dt_*} - 1\right) \quad (3.9)$$

$$v''_r = \frac{dr_*}{dt_{obs}} = c\left(1 - \frac{dt_*}{dt_{obs}}\right) \quad (3.10)$$

La différence $v'_r - v''_r = v'_r v''_r / c \simeq v_r^2 / c$, peut excéder 100 m s^{-1} si $|v_r| > 200 \text{ km s}^{-1}$.

Dans le cas de la détection de planètes les vitesses radiales que nous mesurons sont précises. Avec le spectrographe HARPS nous pouvons mesurer des variations de vitesses aussi petites que 1 m s^{-1} . En revanche la méthode n'est pas optimisée pour donner une vitesse absolue et la vitesse réelle de l'étoile peut nous être inconnue à plusieurs centaines de m s^{-1} près.

Quelque soit la référence de temps choisie la variation relative de vitesse reste précise. Pour nous il ne s'agit donc que d'une convention et, d'un point de vue pratique évident, nous choisissons le temps de réception pour calculer les vitesses.

Une définition basée sur la mesure

Le temps de référence n'est pas le seul facteur d'ambiguïté. Pour donner un cadre précis aux vitesses radiales l'Union Astronomique Internationale propose une définition basée sur la *mesure*, astrométrique d'une part et spectroscopique d'autre part.

La vitesse radiale peut en théorie être calculée par des méthodes astrométriques, en mesurant la variation du mouvement propre ou le changement de parallaxe par exemple. En pratique cette manière de procéder n'est pas très précise (quelques km s^{-1} de précision) et n'est pas employée pour la recherche de compagnons planétaires. Toutefois, à partir de cette mesure on définit la *mesure géométrique de vitesse radiale* :

$$v_r = dr_*/dt. \quad (3.11)$$

Plus communément la vitesse radiale s'obtient par la mesure du décalage Doppler z_{obs} , c'est-à-dire en observant le changement de longueur d'onde des raies spectrales de l'étoile. On définit alors la *vitesse radiale spectroscopique* :

$$v_r = cz_B, \quad (3.12)$$

où c est la vitesse de la lumière et z_B le décalage Doppler exprimé dans le référentiel barycentrique du système solaire.

Il est nécessaire de transformer le décalage Doppler observé sur Terre z_{obs} dans le système barycentrique en corrigeant les variations de vitesse (annuelle et diurne) d'une amplitude de $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ dues au mouvement orbital de la Terre et à sa rotation. Le décalage Doppler se transforme ainsi :

$$(1 + z_B) \simeq (1 + z_{obs}) \left(1 + \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}_{obs}}{c}\right), \quad (3.13)$$

où \vec{k} et \vec{v}_{obs} sont respectivement la direction de l'étoile observée et la vitesse de l'observateur dans le référentiel barycentrique du système solaire.

Si la définition est basée sur la mesure plutôt que sur un concept fondamental c'est parce que pour interpréter la mesure de z_B en terme de vitesse radiale (au sens commun) il est nécessaire d'employer un modèle :

$$(1 + z_B) = \left(1 + \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}_*}{c}\right) (1 + X) \quad (3.14)$$

Où z_B est le produit d'un premier terme qui exprime le décalage Doppler cinématique et d'un second *ad hoc* impliquant de nombreux phénomènes physiques mal quantifiés (potentiel gravitationnel à la surface de l'étoile, inhomogénéités de surface, oscillations, rougissement spectral cosmologique...).

C'est seulement pour une étoile idéalement non active et non pulsante ($X = 0$) que le décalage Doppler correspond à la vitesse cinématique (dans l'approximation d'une précision du m s^{-1} pour la variation de vitesses) :

$$cz_B \simeq \vec{k} \cdot \vec{v}_* \quad (3.15)$$

3.3 Les techniques de mesures

La méthode des vitesses radiales mesure donc le décalage spectral du spectre de l'étoile. La perturbation induite par une planète sur l'étoile primaire est de l'ordre de la dizaine de mètres par seconde. Ce décalage en vitesse correspond à un décalage de 10^{-4}\AA en longueur d'onde. Autrement dit, il faut être capable de mesurer des déplacements de l'ordre du millième de la largeur des raies spectrales sur les spectres obtenus.

Le calcul de ces déplacements se fait à l'aide de la technique de corrélation numérique (section 3.4) qui moyenne statistiquement les raies du spectre et fournit la vitesse radiale rapidement. Il est donc important de disposer d'une grande fenêtre spectrale, la qualité de la corrélation augmentant avec le nombre de raies du spectre pris en compte. Mais la principale difficulté est de maintenir une telle précision instrumentale sur le long terme, condition *sine qua non* à la recherche de planètes.

Les deux plus importantes contraintes à la stabilité instrumentale sont (i) la réalisation d'un spectre donnant la référence de la vitesse nulle (le "point zéro") et le suivi de cette référence, et (ii) la stabilité du photocentre de l'étoile pendant la pose (c'est-à-dire l'injection de lumière dans la fibre). Il est nécessaire d'avoir un point zéro stable pour ne pas introduire d'erreurs systématiques sur les vitesses radiales finalement calculées. De même, un léger déplacement du photocentre de l'étoile au cours de la pose se traduit par un déplacement du spectre sur le CCD, ce qui peut correspondre à de très grandes vitesses.

3.3.1 Technique du thorium-argon simultané

Cette technique utilise un spectrographe échelle haute résolution alimenté par deux fibres optiques. Le spectrographe disperse la lumière sur différents niveaux du capteur (CCD). Le spectre ainsi obtenu est coupé en plusieurs "ordres" superposés sur le CCD. La méthode du thorium-argon (ThAr) consiste à éclairer une fibre par l'étoile et l'autre par une lampe au ThAr. La fibre éclairée par l'étoile (fibre objet) expose une partie des ordres (un sur deux) à de la lumière dispersée par le spectrographe, de la même manière pour la fibre éclairée par le ThAr (fibre ThAr), la lumière est dispersée et le spectre obtenu est intégré par la seconde partie des ordres. Ainsi, en supposant que les variations de température et de pression sont les mêmes pour la fibre objet que pour la fibre ThAr, le calcul de la vitesse radiale sur le spectre obtenu du ThAr donne la correction à apporter à la vitesse radiale calculée sur le spectre de l'étoile.

Plusieurs fois par nuit la fibre objet et la fibre ThAr sont éclairées toutes les deux par la lampe au ThAr. La différence des vitesses calculée à partir de ces poses donne régulièrement le point zéro, c'est-à-dire l'écart en vitesse introduit entre les deux fibres par le profil instrumental. Ces mesures simultanées sur le spectre du ThAr permettent de mesurer la dérive du spectrographe.

Les fibres optiques ont pour effet de moyenner la lumière de manière azimutale. Leur utilisation permet ainsi de diminuer le problème de la stabilité du photocentre. Un brouilleur est de plus ajouté sur le chemin optique afin d'assurer une illumination quasi-uniforme à la sortie des fibres optiques.

Les variations de précision instrumentale sont souvent dues à des variations de température et de pression. C'est pourquoi la plus grande attention doit être portée à l'isolation du spectrographe.

3.3.2 Technique de la cellule à iode

La technique de la cellule à iode répond au problème du *point zéro* et de la stabilité du photocentre différemment. La lumière provenant de l'étoile traverse une cellule d'iode. Le spectre obtenu est donc un spectre composite : la superposition du spectre de l'étoile et du spectre de l'iode. Finalement, le décalage Doppler est estimé par ajustement du spectre composite. Par comparaison à des spectres de référence, de l'étoile et de l'iode les deux composantes du spectre sont restituées (Butler et al. 1996).

L'iode est un composé qui forme les spectres en absorption, et les spectres de l'étoile et de l'iode sont formés avec les mêmes photons. Il n'y a donc pas de différence de chemin optique contrairement à la technique du ThAr simultané où la mesure de l'objet et la mesure de calibration se font avec deux fibres différentes. Cette méthode se met donc en oeuvre facilement et permet une compensation directe de la dérive instrumentale.

En revanche, l'utilisation de l'iode apporte des inconvénients tels que la nécessité de spectres à haut signal à bruit (le flux doit être suffisant pour obtenir des raies en absorption) et une fenêtre spectrale restreinte (les raies de l'iode se forment dans l'intervalle de longueur d'onde 5000-6000 Å). Ainsi, cette technique requiert dix fois plus de flux que la technique du ThAr simultané dans la fenêtre spectrale de l'iode. Elle est difficile à mettre en oeuvre pour les naines M qui émettent peu de flux en deçà de 6000 Å, ce qui nécessite l'utilisation de télescope de 8 à 10 m.

Elle est utilisée avec la plupart des spectrographes équipant les grands télescopes (e.g. UVES/VLT, HIRES/Keck) et la précision obtenue entre cette technique et la technique du ThAr simultané sont similaires.

3.4 La spectroscopie par corrélation croisée numérique

Un spectre stellaire contient une très grande quantité d'information. Il permet "d'échantillonner" les photons reçus en pas d'énergie. La présence ou l'absence des raies d'un spectre stellaire nous renseigne sur la composition chimique des étoiles. Mais pas seulement. Tout processus et/ou toute condition physique peut modifier la morphologie du spectre. Et si toutes les raies spectrales sont affectées, à l'instar du décalage spectral induit par un compagnon, alors, comme le suggéra Fellgett en 1953, une méthode pour obtenir l'information globale consiste à moyennner les raies spectrales obtenues. On obtient une raie moyenne sur laquelle on mesure les grandeurs physiques recherchées. L'information contenue individuellement par chacune des raies est ainsi perdue, mais l'information globale s'obtient plus rapidement.

Dès 1967, Griffin met au point la technique de corrélation croisée. Cette technique est une corrélation optique du spectre stellaire et d'un masque physique disposé dans le plan focal. Le masque est un patron métallique constitué de trous placés aux longueurs d'ondes des raies repérées sur un spectre de référence. Ces trous sont de la largeur typique des raies du spectre et jouent le rôle d'un filtre spatial passe-bas. La corrélation croisée permet d'obtenir la moyenne des raies du spectre de l'étoile observée.

Il est de plus possible de construire un masque sélectif vis-à-vis des raies utilisées. Cette méthode va donc plus loin que les idées de Fellgett, permettant la mesure d'information contenue dans un nombre restreint de raies spectrales.

Par cette technique, Griffin & Gunn (1974) mesuraient des vitesses radiales avec une précision de l'ordre du kilomètre par seconde. L'instrument CORAVEL (Baranne et al. 1979) permettait ces mesures avec une précision de $\sim 300 \text{ m s}^{-1}$. Les instruments ont été améliorés. ELODIE (Baranne et al. 1996) ou CORALIE atteignent des précisions de quelques mètres par seconde (typiquement $3 - 8 \text{ m s}^{-1}$). Aujourd'hui l'instrument de dernière génération HARPS (Pepe et al. 2004) permet de mesurer des différences de vitesses plus petites que le m s^{-1} sur le long terme.

3.4.1 Aspects de la corrélation numérique

La technique utilisée par l'instrument CORAVEL est la corrélation optique du spectre stellaire par un masque. Les instruments modernes utilisent des capteurs CCD (Charged Couple Device), le spectre est digitalisé et la corrélation s'obtient numériquement avec un masque binaire où les trous sont remplacés par des suites de zéros et de uns.

Posons S le spectre stellaire et S' le masque de corrélation. Ce sont deux fonctions qui peuvent indifféremment s'exprimer en longueurs d'onde ou comme un déplacement Doppler. Ce qui nous permet d'écrire formellement la Fonction de Corrélation Croisée (CCF) :

$$CCF(v) = \frac{R(v)}{R(v = \infty)} \quad (3.16)$$

où

$$R(v) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\epsilon) S'(\epsilon - v) d\epsilon = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\lambda) S'(\lambda(1 - \frac{v}{c})) d\lambda \quad (3.17)$$

Pour un déplacement Doppler donné, la valeur de la CCF correspond à l'intensité du spectre stellaire transmise à travers le masque. La figure 3.7 schématise le spectre et le masque tel qu'utilisés pour CORAVEL et pour la corrélation numérique.

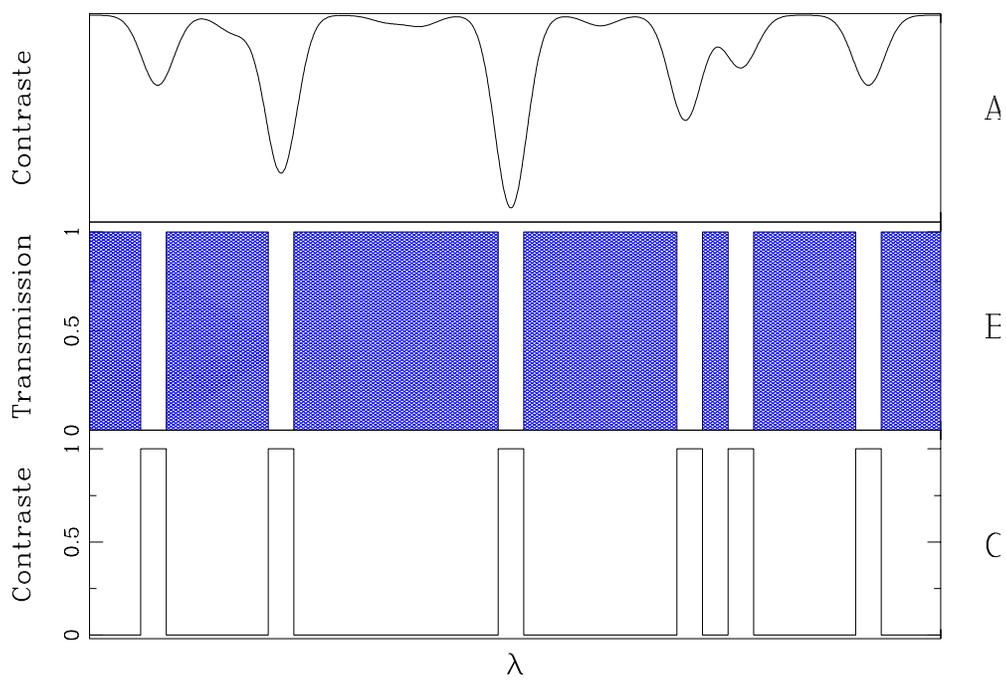


FIG. 3.7: Illustration de la technique de construction d'un masque de corrélation numérique : **A** : Spectre stellaire de référence ; **B** : Représentation du masque physique utilisé par CORAVEL pour la corrélation optique ; **C** : Masque de corrélation utilisé pour la corrélation numérique de type CORAVEL. D'après Queloz (1995).

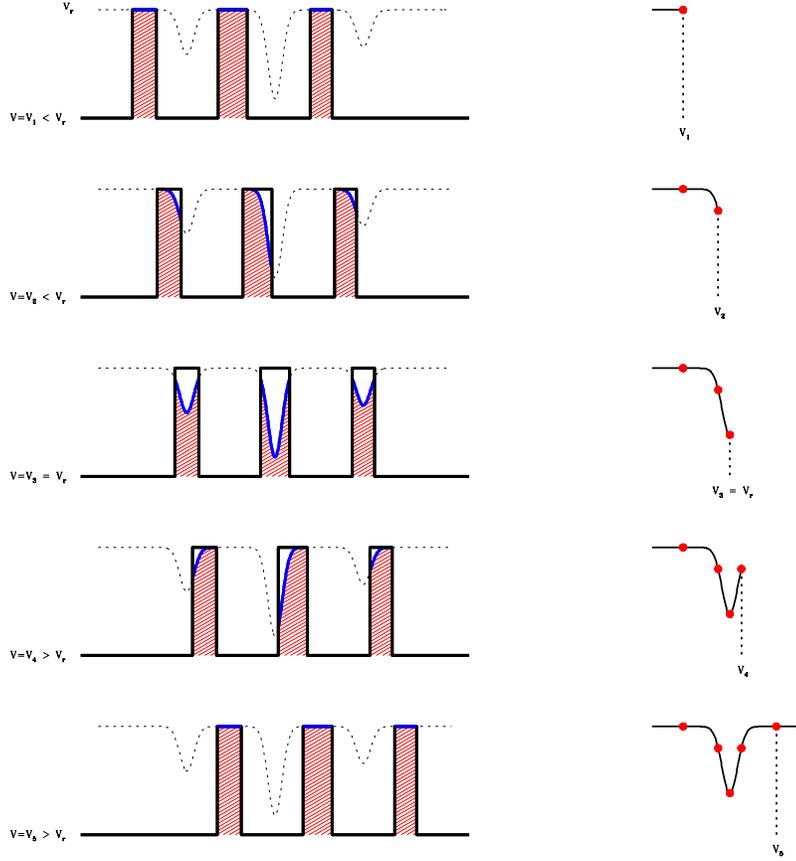


FIG. 3.8: Représente la méthode de construction de la fonction de corrélation croisée (Melo 2001).

Nous illustrons aussi (fig 3.8) la construction du pic de corrélation par la convolution du spectre et du masque. Le masque numérique est une série de fonctions “portes” ce qui nous permet d’écrire :

$$R(v) = \sum_i \int_{-v+u_i-\Delta u_i/2}^{-v+u_i+\Delta u_i/2} S(\epsilon) d\epsilon \quad (3.18)$$

où Δu_i est la largeur du $i^{\text{ème}}$ “trou” du masque centrée sur u_i .

Une simplification est de considérer les raies spectrales comme des fonctions gaussiennes, approximation raisonnable pour des étoiles tournant moins vite que $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ (Queloz et al. 1998). Pour une vitesse v' , n_l raies du spectres verront tout ou partie de leur intensité transmise par le masque, ce qui conduit à :

$$R(v') = \sum_i^{n_l} \int_{-v'-\Delta u_i/2}^{-v'+\Delta u_i/2} F_i^c \left(1 - D_i \exp\left(-\frac{(2.355\epsilon)^2}{2\omega_i^2}\right) \right) d\epsilon \quad (3.19)$$

où D est le contraste des raies spectrales, F_c leur flux au niveau du continu et ω_i leur largeur à mi-hauteur. Les raies sélectionnées pour le masque ne sont pas saturées et il est légitime de considérer $\omega_i \simeq \omega$. Elles sont aussi toutes de largeurs quasiment identiques, car dans le spectre de référence la

largeur des différentes raies est quasiment la même, soit $\Delta u_i \simeq \Delta u$. Cette expression peut alors être dédimensionalisée en posant $\alpha = \Delta u / \omega_i$ et $v = v' / \omega$:

$$R_i(v) = \sum_i^{n_l} \int_{-v-\alpha/2}^{-v+\alpha/2} F_i^c (1 - D_i \exp(-2.77x^2)) dx \quad (3.20)$$

Finalement, la fonction de corrélation croisée s'exprime

$$C(v) = 1 - \frac{G_\alpha(v)}{\alpha} \langle D \rangle, \quad (3.21)$$

où

$$G_\alpha(v) = \int_{-v-\alpha/2}^{-v+\alpha/2} \exp(-2.77x^2) dx, \quad (3.22)$$

$$\langle D \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{n_l} F_i^c D_i}{\sum_{i=1}^{n_l} F_i^c}. \quad (3.23)$$

$G_\alpha(v)$ est donc la forme de la fonction de corrélation et peut être généralisée à un profil quelconque f :

$$G_\alpha(v) = \int_{-v-\alpha/2}^{-v+\alpha/2} f(t-v) dt \quad (3.24)$$

Ce qui correspond au produit de convolution

$$G_\alpha(v) = \Pi\left(\frac{t}{\alpha}\right) \otimes f(t), \quad (3.25)$$

où Π est la fonction porte. Cette dernière équation nous indique que le profil de la fonction de corrélation correspond au profil moyen des raies, légèrement dégradé par une fonction boîte.

En pratique, certaines raies spectrales peuvent ne pas être résolues. Par exemple, dans les bandes d'absorptions moléculaires les raies sont très rapprochées les unes des autres. Le spectrographe n'a pas la résolution pour les séparer, elles se recouvrent et l'approximation gaussienne n'est plus valable. Mais la technique de corrélation moyenne statistiquement l'ensemble des raies et, en vertu du théorème de la limite centrale, si on utilise un grand nombre de raies la fonction de corrélation est une gaussienne. En fait, même si les raies spectrales sont toutes non gaussiennes et qu'on utilise un grand nombre de raies, on obtiendra une fonction de corrélation gaussienne.

3.4.2 La détermination des grandeurs physiques

La mesure des vitesses radiales par corrélation a apporté une large contribution à divers sujets astrophysiques : l'étude de la binarité d'étoiles et la recherche de compagnons substellaires, la rotation, la métallicité et le champ magnétique stellaire ainsi que l'étude astérosismologique des étoiles par la mesure de leurs pulsations.

Les raies spectrales telles que mesurées par l'observateur correspondent à la convolution des raies formées dans l'atmosphère de l'étoile et du profil instrumental. La CCF est donc elle-même la convolution de ces deux aspects, physique et expérimental. Les phénomènes physiques conditionnant la forme des raies à la surface des étoiles que sont la composition chimique, la température, la pression, la rotation, le champ magnétique, la turbulence et, du point de vue de l'observateur, la vitesse de l'étoile, influencent la CCF (forme, position ou profondeur). Tout phénomène ayant une action sur la forme des raies spectrales sélectionnées par le masque se mesure dans la CCF (Mayor 1985).

L'information Doppler : les vitesses radiales et la rotation

La projection sur la ligne de visée du mouvement de l'étoile s'obtient donc directement par la mesure du déplacement Doppler, i.e., finalement, du barycentre de la fonction de corrélation. En effet, en attribuant une vitesse nulle au détecteur, la meilleure corrélation entre le spectre et le masque est trouvée quand la vitesse attribuée au masque est telle que les raies spectrales sont en face des "trous" du masque ; le flux transmis est alors minimum.

Le suivi des vitesses radiales permet de mesurer les pulsations des étoiles du voisinage solaire et de mener une étude astérosismologique. L'étude des modes de ces pulsations dans l'espace de Fourier permet de sonder la structure de ces étoiles. Ce suivi permet aussi sur le long terme la mise en évidence de compagnons de faibles masses et d'objets de la classe des planètes (Mayor & Queloz 1995). La variation du mouvement d'une étoile provoquée par la présence d'un compagnon permet de remonter aux paramètres orbitaux du système.

De la même manière l'information Doppler nous renseigne sur la rotation stellaire par l'élargissement des raies spectrales (Benz & Mayor 1984). Un exemple de CCF pour deux étoiles de rotations différentes nous est donné par la figure 3.9.

La métallicité

La métallicité des étoiles peut tout aussi facilement s'extraire de la CCF (Mayor 1980). En effet, quand le masque est construit de manière à sélectionner les raies métalliques du spectre observé l'aire du pic de corrélation, ou identiquement sa largeur équivalente, peut être calibrée pour obtenir l'abondance en métaux à la surface de l'étoile (cf. figure 3.9).

Le champ magnétique

Finalement, la mesure du champ magnétique stellaire peut bénéficier de la technique de corrélation croisée au même titre que les précédentes grandeurs physiques. Une méthode est de construire deux masques, l'un sélectionnant les raies sensibles au champ magnétique, c'est-à-dire avec un facteur de Landé élevé, l'autre sélectif pour les autres raies (peu sensibles au champ magnétique). Connus sous le nom d'effet Zeeman, les raies avec un facteur de Landé élevé se démultiplient, passant d'un état singulet à un état triplet. Mais si cet effet est peu important, le spectrographe ne résout pas les différentes raies et on observe un élargissement des raies plutôt qu'une démultiplication. Cet élargissement se mesure par comparaison entre les largeurs des CCF obtenues à partir de chaque masque (Babel 1998).

3.4.3 Erreurs sur V_r et σ_r

Une des principales sources d'incertitude rencontrée est l'incertitude statistique sur le nombre de photons détectés. Par ailleurs, pour atteindre les paramètres physiques recherchés (v_r , σ , D), les points de la CCF sont ajustés par une fonction gaussienne. Du bruit de photons, il résulte que les points de la CCF sont dispersés autour de la fonction gaussienne ajustée.

Estimer l'erreur de l'ajustement revient en fait à estimer les effets du bruit de photons dans la CCF et sur ses paramètres de sortie (i.e. les variables caractérisant le fit gaussien qui ajuste ses points). Les points de la CCF étant corrélés entre eux, une minimisation de χ^2 n'est pas permise. C'est donc à partir de simulations numériques de type Monte-Carlo que Baranne et al. (1996) estiment les erreurs

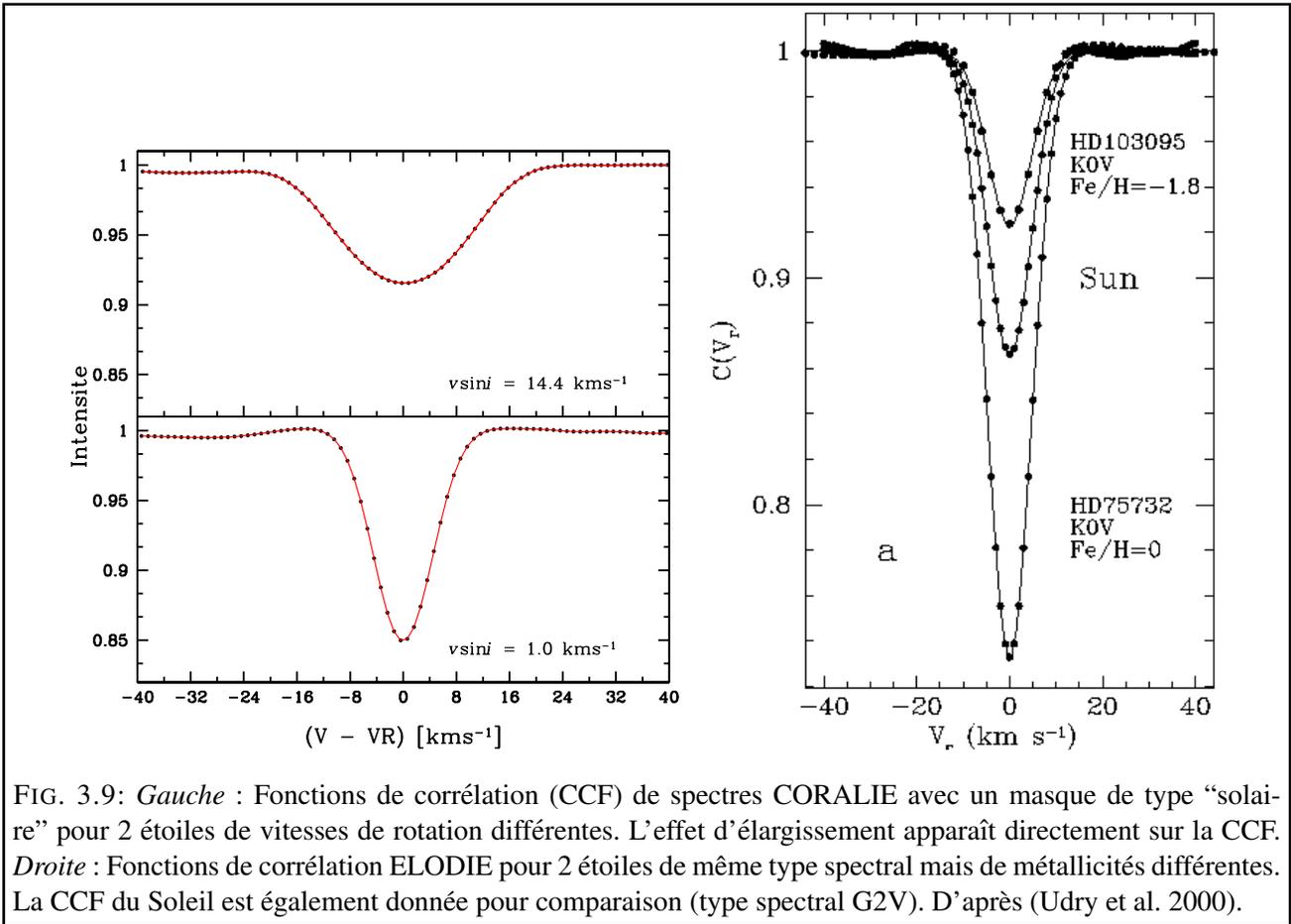


FIG. 3.9: *Gauche* : Fonctions de corrélation (CCF) de spectres CORALIE avec un masque de type “solaire” pour 2 étoiles de vitesses de rotation différentes. L’effet d’élargissement apparaît directement sur la CCF. *Droite* : Fonctions de corrélation ELODIE pour 2 étoiles de même type spectral mais de métallicités différentes. La CCF du Soleil est également donnée pour comparaison (type spectral G2V). D’après (Udry et al. 2000).

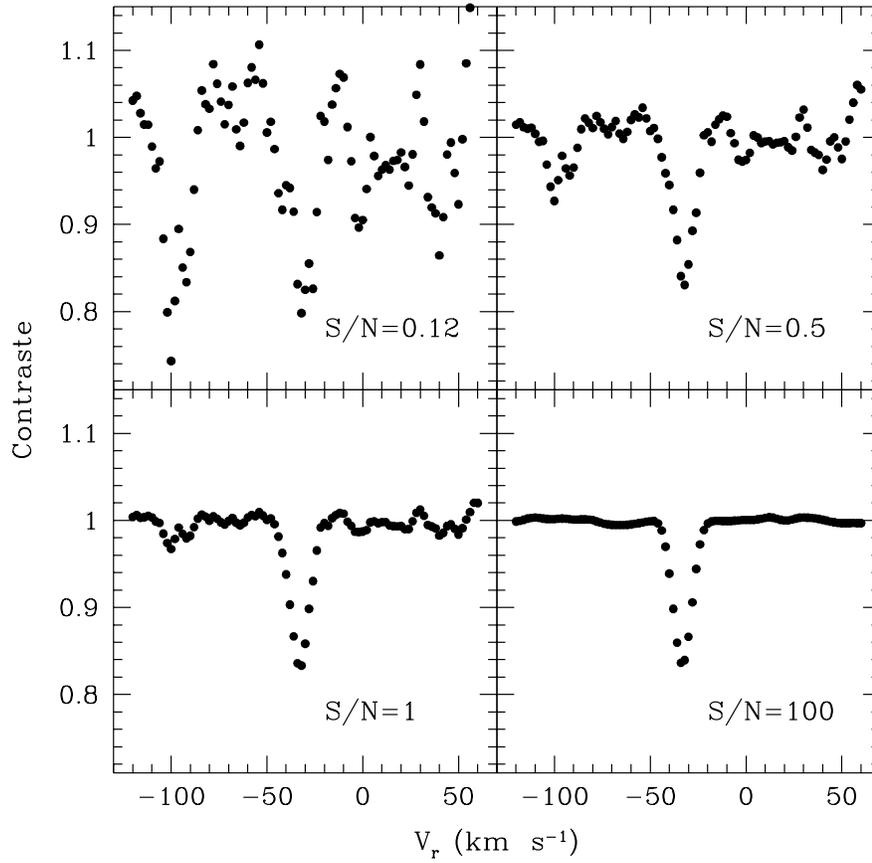


FIG. 3.10: Evolution de la fonction de corrélation d'une étoile de type solaire en fonction du rapport signal sur bruit du spectre. Le masque contient 2000 raies. Avec $S/N = 0.12$ le signal de corrélation n'est pas discernable du bruit tandis qu'avec $S/N = 0.5$, la détection est évidente. D'après Queloz (1995).

en mesurant la dispersion des mesures obtenues en fonction du rapport signal à bruit (S/N) du spectre. La technique numérique de Monte-Carlo sert à bruite aléatoirement une série de spectres d'une même étoile, puis par corrélation numérique ils obtiennent les v_r et σ , et finalement calculent leur dispersion. Cette méthode leur permet d'obtenir les lois d'erreur suivantes sur la vitesse et la largeur à mi-hauteur mesurées :

$$\varepsilon_p(v_r) = \frac{C(T_{eff})}{DS/N} \cdot \frac{1+0.2\omega}{3} (\text{km s}^{-1}) \quad (3.26)$$

$$\varepsilon_p(FWHM) \simeq 2.355 \varepsilon_p(v_r) (\text{km s}^{-1}) \quad (3.27)$$

où $C(T_{eff})$ est une constante dépendant du type spectral de l'étoile et du masque utilisé, ω est la FWHM (en km s^{-1}) de la CCF et D son contraste.

Ainsi, le pic de la CCF peut être distingué malgré le bruit de photons pour des spectres de S/N inférieur à 1 (pour des étoiles de type solaire, cf. figure 3.10).

3.5 Les limitations de la méthode choisie

L'activité stellaire On parle d'*activité* de manière générique pour désigner à la fois les taches magnétiques, les points chauds, les éruptions, etc..., i.e. toute inhomogénéité de surface intrinsèque à l'étoile. Ces inhomogénéités ajoutent un bruit aux mesures de vitesses radiales appelé "jitter". Les taches produisent une variation de vitesse radiale qui est un cas d'école du mimétisme avec l'effet d'une planète. Une tache suit la rotation stellaire et au fil de cette rotation occupe une partie du disque qui s'approche ou qui s'éloigne de l'observateur, i.e. une partie plus bleue ou plus rouge que la moyenne du disque stellaire. La présence d'une tache sur la surface de l'étoile correspond à une baisse chromatique de la profondeur des raies qui se traduit par une variation de la mesure Doppler (Fig. 3.11). La variation de vitesse radiale ainsi produite se confond aisément avec la variation induite par un compagnon planétaire. Pour valider la découverte d'une planète la période de rotation doit être connue et/ou d'autres diagnostics doivent être mis en oeuvre (cf. §3.6 et 4.4).

Le nombre fini de cellules convectives Nous mesurons le décalage Doppler des photons émis par l'étoile observée. Chaque photon quitte une cellule convective différente et toutes les cellules ne sont pas animées d'une même vitesse. La vitesse instantanée mesurée n'est donc que la moyenne des vitesses des n cellules convectives recouvrant la surface stellaire observée. Dans le cas du Soleil il existe $\sim 10^6$ cellules animées d'une vitesse typique de $1 - 2 \text{ km s}^{-1}$. La vitesse instantanée mesurée est entachée d'une incertitude statistique inversement proportionnelle à la racine carrée de 10^6 , soit $1 - 2 \text{ ms}^{-1}$.

Dans le cas d'une étoile de type solaire cette erreur est rapidement gommée par la durée des temps de poses, d'autant plus qu'elle est en pratique dominée par les effets de pulsations stellaires dont on ne s'affranchit que par des temps de poses également plus longs.

Néanmoins certaines étoiles n'auraient que très peu de cellules convectives. Peut-être seulement quelques dizaines dans le cas des super géantes rouges, induisant donc un bruit statistique instantané de plusieurs centaines de ms^{-1} . Qu'en est-il pour les naines M ?

Les naines M sont plus petites que les étoiles de type solaires. Si la taille des cellules convectives étaient comparables à celles observées sur le Soleil, elles seraient moins nombreuses et le bruit statistique plus grand. La résolution angulaire des instruments d'aujourd'hui ne permet pas de connaître cette structure. Toutefois les modèles numériques (Ludwig et al. 2002) montrent que la taille des cellules sont également plus petites pour les naines M de sorte que leur nombre est semblable aux étoiles de type solaire. L'amplitude typique de leur vitesse est également plus petite. De plus, les naines M étant peu lumineuses nos temps d'intégration sont plus longs que pour beaucoup d'étoiles de type solaire et on moyenne donc d'autant plus les mouvements radiaux de la convection.

Le nombre fini de cellules convectives n'est donc pas limitant dans le cas des naines M. Nous le vérifions en pratique car pour certaines étoiles la dispersion de nos mesures est de l'ordre du ms^{-1} avec HARPS.

Les pulsations stellaires Les ondes acoustiques qui se propagent dans les intérieurs stellaires font osciller les étoiles selon des modes aux amplitudes et aux fréquences variées. Les oscillations rendent la surface stellaire inhomogène en terme de vitesse radiale. Ainsi les étoiles de type F, G et K oscillent avec des périodes entre la minute et la demi-heure et des amplitudes variant de quelques dizaines de cm s^{-1} à quelques ms^{-1} (Fig. 3.12). Les amplitudes de ces oscillations vont d'ailleurs croissantes avec la taille des étoiles (ou leur type spectral). Qu'en est il des naines M ?

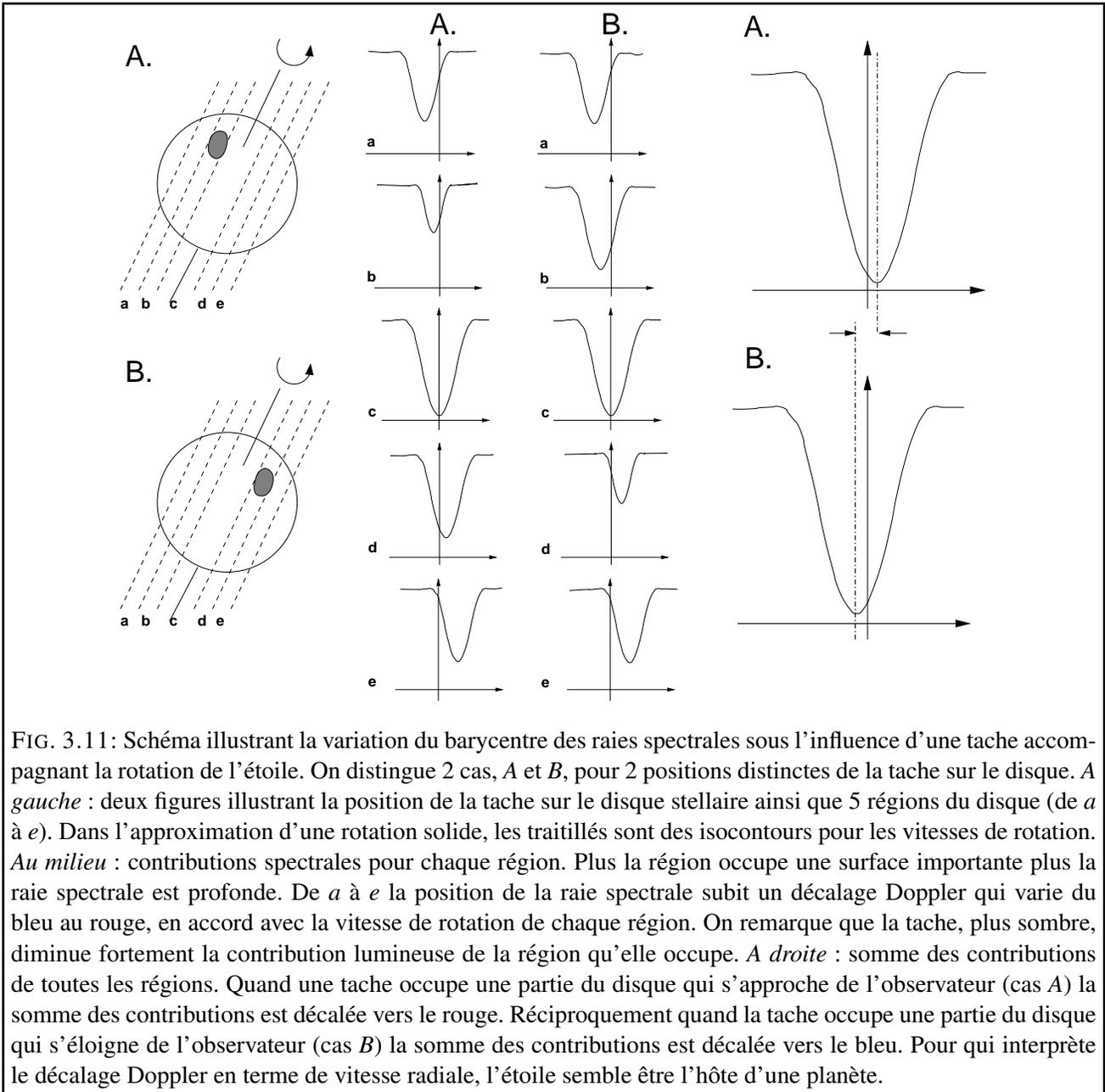


FIG. 3.11 : Schéma illustrant la variation du barycentre des raies spectrales sous l'influence d'une tache accompagnant la rotation de l'étoile. On distingue 2 cas, *A* et *B*, pour 2 positions distinctes de la tache sur le disque. *A gauche* : deux figures illustrant la position de la tache sur le disque stellaire ainsi que 5 régions du disque (de *a* à *e*). Dans l'approximation d'une rotation solide, les traitillés sont des isocontours pour les vitesses de rotation. *Au milieu* : contributions spectrales pour chaque région. Plus la région occupe une surface importante plus la raie spectrale est profonde. De *a* à *e* la position de la raie spectrale subit un décalage Doppler qui varie du bleu au rouge, en accord avec la vitesse de rotation de chaque région. On remarque que la tache, plus sombre, diminue fortement la contribution lumineuse de la région qu'elle occupe. *A droite* : somme des contributions de toutes les régions. Quand une tache occupe une partie du disque qui s'approche de l'observateur (cas *A*) la somme des contributions est décalée vers le rouge. Réciproquement quand la tache occupe une partie du disque qui s'éloigne de l'observateur (cas *B*) la somme des contributions est décalée vers le bleu. Pour qui interprète le décalage Doppler en terme de vitesse radiale, l'étoile semble être l'hôte d'une planète.

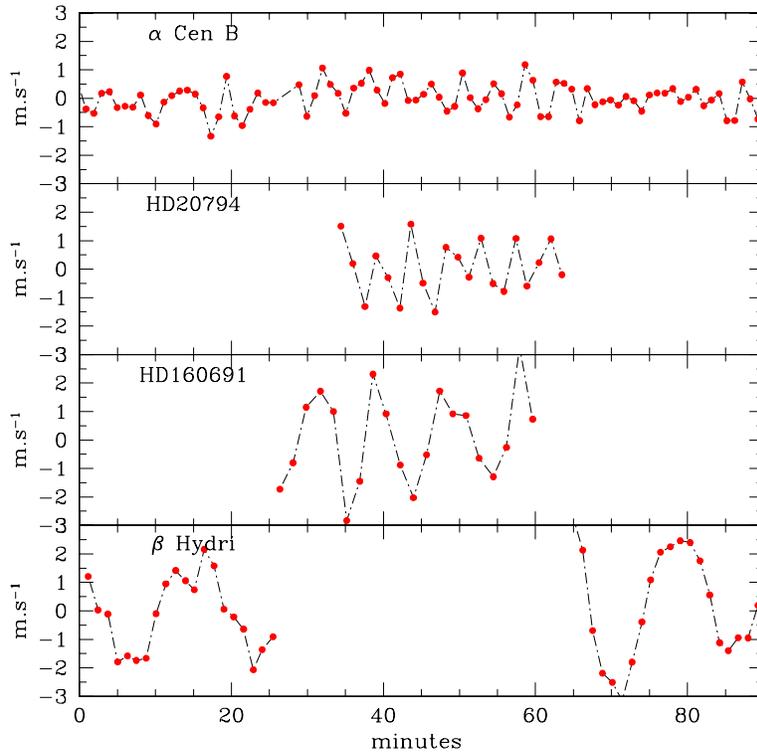


FIG. 3.12: Séquences de vitesses radiales mesurées avec HARPS pour 4 étoiles de différents types spectraux. Même sans périodogramme on reconnaît clairement une périodicité de quelques minutes pour chacune de ces étoiles. Ces variations de vitesses radiales sont dues aux oscillations acoustiques, et leur amplitude est d'autant plus grande que leur type spectral est précoce. De haut en bas, α Cen B, HD 20794, HD 160691, β Hydri sont de type spectral K1V, G8V, G3IV et G2IV. D'après Mayor et al. (2003).

Aucune observation astérosismologique n'a à ce jour mesuré les oscillations d'une naine M. Les naines M sont de petites étoiles. Leur mode propre est de plus courte période et les amplitudes de leur oscillations vraisemblablement très petites, de l'ordre du cm. Les oscillations stellaires ne semblent donc pas une limitation quand on s'intéresse aux naines M. Cela est confirmé par nos mesures qui ne montrent pas de dispersion de vitesses.

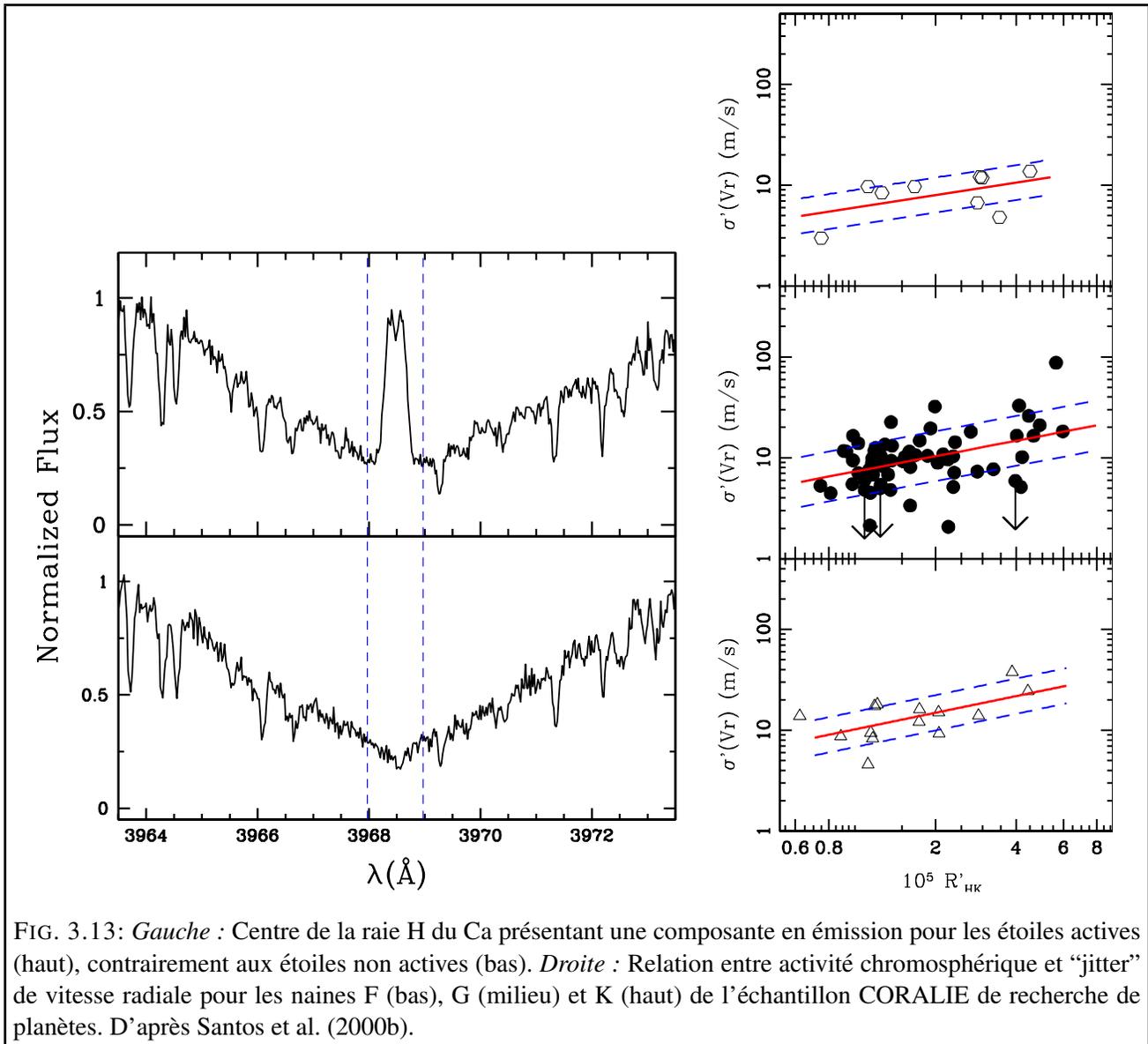


FIG. 3.13: *Gauche* : Centre de la raie H du Ca présentant une composante en émission pour les étoiles actives (haut), contrairement aux étoiles non actives (bas). *Droite* : Relation entre activité chromosphérique et “jitter” de vitesse radiale pour les naines F (bas), G (milieu) et K (haut) de l’échantillon CORALIE de recherche de planètes. D’après Santos et al. (2000b).

3.6 Les diagnostics de l’activité et reconnaissance des imposteurs

L’activité stellaire est donc la limitation principale de la méthode choisie. Il existe néanmoins quelques diagnostics pour choisir au mieux les étoiles ciblées et pour différencier l’hypothèse planétaire de la présence de taches quand on observe une variation de vitesse.

3.6.1 Les raies H & K du Calcium II

Un diagnostic bien connu de l’activité stellaire est l’émission chromosphérique observable dans les raies H & K du Calcium II ($\lambda = 3968.5\text{\AA}$)(Fig. 3.13, panel de gauche). Santos et al. (2000b) observent d’ailleurs une corrélation entre la dispersion des mesures de vitesses radiales et l’indice R'_{HK} obtenu à partir des raies du Ca II.

Hélas dans l’observation des naines M, le domaine de longueur d’onde des raies H & K du Ca II est peu lumineux. L’essentiel du flux collecté est dans la partie rouge des spectres. Cette méthode

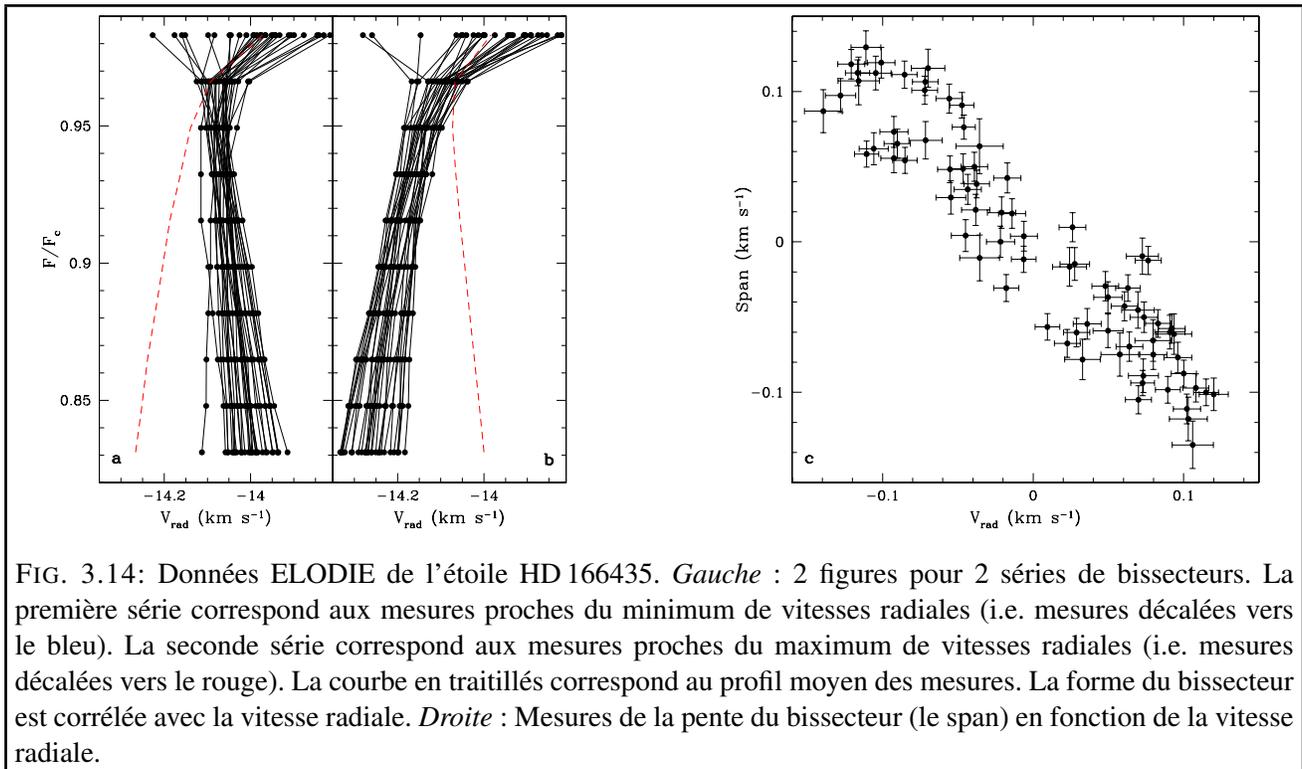


FIG. 3.14: Données ELODIE de l'étoile HD 166435. *Gauche* : 2 figures pour 2 séries de bissecteurs. La première série correspond aux mesures proches du minimum de vitesses radiales (i.e. mesures décalées vers le bleu). La seconde série correspond aux mesures proches du maximum de vitesses radiales (i.e. mesures décalées vers le rouge). La courbe en traitillés correspond au profil moyen des mesures. La forme du bissecteur est corrélée avec la vitesse radiale. *Droite* : Mesures de la pente du bissecteur (le span) en fonction de la vitesse radiale.

s'applique mal aux spectres ELODIE où au mieux on peut distinguer une très forte émission pour les étoiles les plus actives, mais pour toutes les autres le signal est noyé dans le bruit. En revanche HARPS est un instrument plus lumineux et l'addition de plusieurs spectres permet d'atteindre un rapport signal sur bruit suffisant pour estimer l'activité de l'étoile.

3.6.2 Le bissecteur

Une deuxième manière de distinguer un effet de tache d'une planète est d'analyser la forme des raies spectrales. Par corrélation croisée numérique (cf. §. 3.4) on construit une raie moyenne de toutes les raies spectrales. Queloz et al. (2001) proposent ensuite de mesurer le bissecteur de la fonction de corrélation obtenue. Le bissecteur est la courbe joignant les points équidistants des bords d'une raie spectrale ou de manière analogue de la fonction de corrélation. La symétrie des raies spectrales n'est qu'apparente d'où la forme incurvée du bissecteur Fig. 3.14. Nous avons vu dans le § 3.5 que la présence de taches déplace le barycentre des raies spectrales. Parce que les taches affectent successivement des parties de l'étoile se rapprochant ou s'éloignant de nous à cause de la rotation elles imposent aussi un mouvement de balancier au bissecteur (Fig. 3.14). Ce mouvement est mesurable. Dans la cas de HD 166435 (Queloz et al. 2001) la pente du bissecteur est corrélée avec la vitesse radiale montrant par là que la variation de vitesse radiale mesurée n'est pas due à une planète mais à une tache à la surface de l'étoile.

Au chapitre 4, j'applique ces diagnostics d'activité, émission du Ca II et analyse du bissecteur, à plusieurs étoiles, dont Gl 581. Je montre que Gl 581 présente une émission chromosphérique faible et que la forme du bissecteur ne dépend pas de la vitesse radiale. Dans le même chapitre j'utilise aussi cette analyse pour au contraire rejeter un candidat planète autour d'une naine M dont les variations de vitesse radiale sont vraisemblablement causées par une tache.

Programmes pour la recherche de planètes autour des naines M

Dans ce chapitre je décris les programmes de recherche de planètes autour des naines M dans lesquelles j'ai été impliqué pendant ma thèse. Ils ont été menés avec ELODIE, FEROS et HARPS, trois spectrographes qui permettent de mesurer les vitesses radiales stellaires.

4.1 ELODIE

4.1.1 Description

ELODIE est un spectrographe de résolution $R = 47000$ dont la couverture spectrale s'étend de 3800 Å à 6800 Å (Baranne et al. 1996). Il est relié par une fibre optique au foyer du télescope de 193 cm de l'Observatoire de Haute-Provence (CNRS, France). C'est notamment l'instrument utilisé pour la découverte de 51 Peg b.

En 1996, la même équipe que celle dont je fais aujourd'hui partie¹ démarrait un programme de mesures systématiques d'une centaine de naines M contenues dans un volume centré sur notre Soleil et d'un rayon de 9.25 parsecs. Le but de cette étude était notamment de déterminer la statistique de binarité de ces étoiles du bas de la séquence principale afin de contraindre les scénarii de formation stellaire. Bien sûr, encouragé par la découverte de la première planète avec le même instrument et parce que pour un compagnon d'une masse donnée le mouvement réflexe est plus important quand la primaire est de plus faible masse, l'équipe envisageait la détection de planètes massives. Cet espoir ne fut pas déçu puisqu'en 1998 l'équipe découvrait Gl 876 b la première planète en orbite autour d'une naine M (Delfosse et al. 1998)². Une découverte, indépendamment annoncée par une équipe concurrente (Marcy et al. 1998), qui montrait que les planètes extrasolaires se forment également autour des étoiles de plus faible masse.

Ce programme de recherche a permis une étude précise de la binarité des naines M (Marchal et al. 2003), une détermination précise de la fonction de masse au bas de la séquence principale (Delfosse et

¹composée à l'époque de J.-L. Beuzit, X. Delfosse, T. Forveille, M. Mayor, C. Perrier, S. Udry

²Les mesures enregistrées avec le spectrographe CORALIE installé à La Silla (ESO, Chili) ont également aidé cette découverte.

Nom	α	δ	m_V	\bar{V}_r	Nom	α	δ	m_V	\bar{V}_r		
GJ1002	00 : 06 : 43	-07 : 32 : 16	13.8	M5.5V	-40.29	GI447	11 : 47 : 44	+00 : 48 : 16	11.1	M4.5V	-31.44
GI15A	00 : 18 : 22	+44 : 01 : 22	8.1	M1V	11.93	GJ1151	11 : 50 : 57	+48 : 22 : 37	13.2	M4.5V	-35.62
GI15B	00 : 18 : 25	+44 : 01 : 38	11.1	M3.5V	10.64	GI450	11 : 51 : 07	+35 : 16 : 19	9.7	M1V	0.41
GI48	01 : 02 : 32	+71 : 40 : 47	10.0	M3V	1.16	GI486	12 : 47 : 56	+09 : 45 : 05	11.3	M3.5V	18.79
GI83.1	02 : 00 : 13	+13 : 03 : 05	12.3	M4.5V	-28.84	GI514	13 : 29 : 59	+10 : 22 : 37	9.0	M0.5V	14.67
GI105B	02 : 36 : 15	+06 : 52 : 18	11.7	M4V	25.91	LHS2784	13 : 42 : 43	+33 : 17 : 24	12.0	M3.5V	6.45
GI109	02 : 44 : 15	+25 : 31 : 24	10.6	M3V	30.24	GI526	13 : 45 : 43	+14 : 53 : 29	8.4	M1.5V	15.92
GJ1057	03 : 13 : 22	+04 : 46 : 27	13.7	M5V	28.01	GI581	15 : 19 : 26	-07 : 43 : 20	10.5	M3V	-9.73
GI166C	04 : 15 : 18	-07 : 39 : 06	11.1	M4.5V	-43.51	GI625	16 : 25 : 24	+54 : 18 : 14	10.1	M1.5V	-12.93
GI169.1	04 : 31 : 11	+58 : 58 : 37	11.1	M4	28.54	GI628	16 : 30 : 18	-12 : 39 : 45	10.0	M3.5V	-21.57
LHS1723	05 : 01 : 57	-06 : 56 : 47	12.1	M4V	41.94	GI643	16 : 55 : 25	-08 : 19 : 21	11.8	M3.5V	15.48
GI205	05 : 31 : 27	-03 : 40 : 38	8.0	M1.5V	8.78	GI687	17 : 36 : 25	+68 : 20 : 20	9.6	M3V	-29.11
GI213	05 : 42 : 09	+12 : 29 : 21	11.5	M4V	105.61	GI686	17 : 37 : 53	+18 : 35 : 30	9.6	M1V	-9.40
GI92-013	06 : 01 : 11	+59 : 35 : 49	11.7	M3.5V	1.68	GI699	17 : 57 : 48	+04 : 41 : 36	9.6	M4V	-110.87
GI232	06 : 24 : 41	+23 : 25 : 59	13.0	M4.5V	-11.72	GI701	18 : 05 : 07	-03 : 01 : 52	9.4	M1V	32.80
GI250B	06 : 52 : 18	-05 : 11 : 25	10.1	M2V	-7.12	GJ1224	18 : 07 : 32	-15 : 57 : 46	13.6	M4.5V	-33.21
GI251	06 : 54 : 48	+33 : 16 : 05	10.0	M3V	22.58	GJ1227	18 : 22 : 27	+62 : 03 : 00	13.4	M4.5V	-14.01
GI273	07 : 27 : 24	+05 : 13 : 32	9.8	M3.5V	17.87	LP229-17	18 : 34 : 36	+40 : 07 : 26	11.4	M3.5V	12.19
GJ1103a	07 : 51 : 54	-00 : 00 : 14	13.5	M4.5V	38.44	GJ1230B	18 : 41 : 09	+24 : 47 : 19	14.0	M5V	-10.98
GJ1105	07 : 58 : 12	+41 : 18 : 13	12.0	M3.5V	-21.37	GI725A	18 : 42 : 46	+59 : 37 : 49	8.9	M3V	-1.18
GI299	08 : 11 : 57	+08 : 46 : 22	12.8	M4.5V	14.34	GI725B	18 : 42 : 46	+59 : 37 : 36	9.6	M3.5V	0.85
GJ2066	08 : 16 : 07	+01 : 18 : 09	10.1	M2V	62.33	GI745A	19 : 07 : 05	+20 : 53 : 17	10.7	M1.5V	32.53
GI382	10 : 12 : 17	-03 : 44 : 44	9.2	M1.5V	8.06	GI745B	19 : 07 : 13	+20 : 52 : 37	10.7	M2V	32.30
GI388	10 : 19 : 36	+19 : 52 : 11	9.3	M3V	12.10	GI752A	19 : 16 : 55	+05 : 10 : 08	9.1	M2.5V	35.99
GI393	10 : 28 : 55	+00 : 50 : 27	9.6	M2V	8.49	GI793	20 : 30 : 32	+65 : 26 : 58	10.5	M2.5V	10.72
GI402	10 : 50 : 52	+06 : 48 : 29	11.7	M4V	-1.37	GI809	20 : 53 : 19	+62 : 09 : 15	8.5	M0.5V	-17.04
GI406	10 : 56 : 28	+07 : 00 : 52	13.5	M5.5V	19.29	GI849	22 : 09 : 40	-04 : 38 : 26	10.4	M3.5V	-15.61
GI408	11 : 00 : 04	+22 : 49 : 58	10.0	M2.5V	3.28	GI876	22 : 53 : 17	-14 : 15 : 49	10.2	M4	-1.80
GI411	11 : 03 : 20	+35 : 58 : 11	7.5	M2V	-84.59	GI880	22 : 56 : 34	+16 : 33 : 12	8.6	M1.5V	-27.21
GI412A	11 : 05 : 28	+43 : 31 : 36	8.7	M0.5V	68.99	GI905	23 : 41 : 55	+44 : 10 : 38	12.2	M5V	-78.24
GI424	11 : 20 : 04	+65 : 50 : 47	9.3	M0V	60.53	GJ1289	23 : 43 : 06	+36 : 32 : 14	12.6	M4V	-3.00
GI445	11 : 47 : 41	+78 : 41 : 28	10.8	M3.5V	-111.98	GI908	23 : 49 : 12	+02 : 24 : 04	9.0	M1V	-71.02

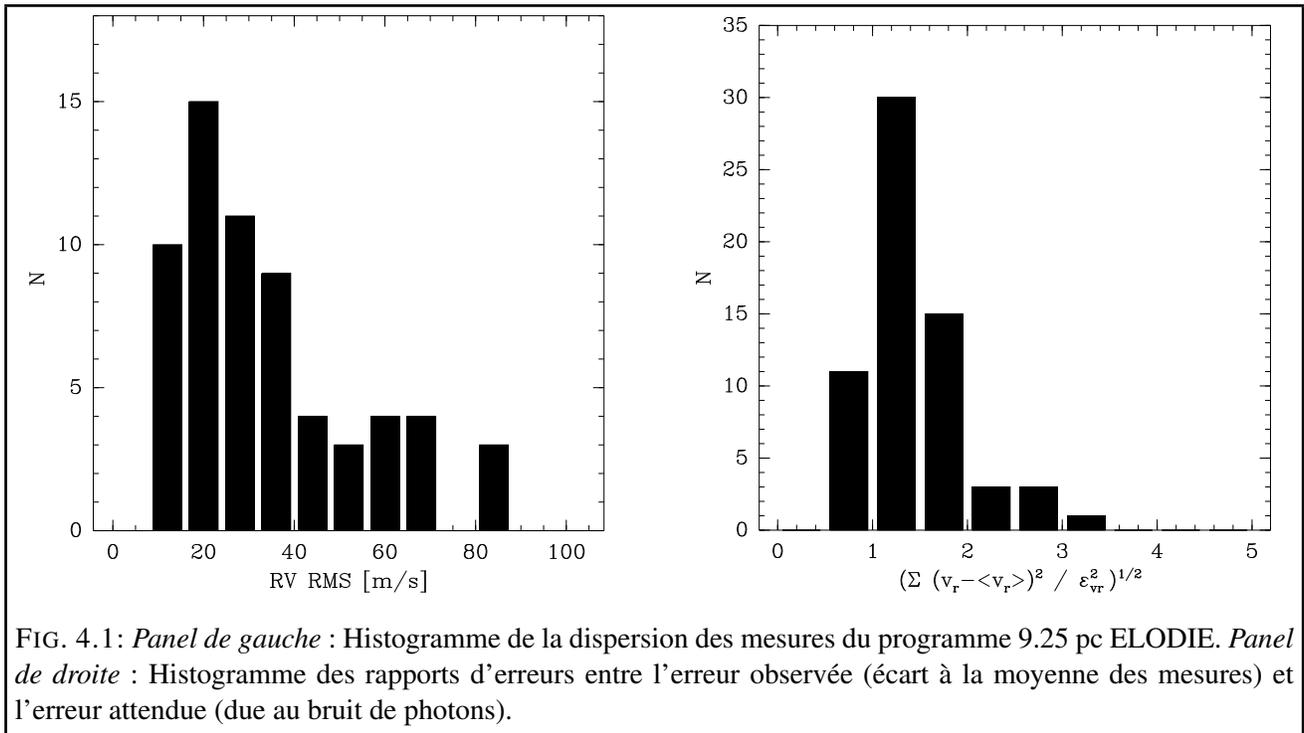
TAB. 4.1: Echantillon principal utilisé pour l'étude statistique. Ensemble des étoiles visibles depuis l'hémisphère nord ($\delta > -16^\circ$), distantes du Soleil de moins de 9.25 parsecs, plus brillantes que $m_V = 14$, qui tournent plus lentement que $v \sin i = 6.5 \text{ km s}^{-1}$, qui ne soient pas des binaires stellaires spectroscopiques, ni des binaires visuelles dont la séparation est plus petite que 5 arcsecondes. Comprend 2 étoiles hôtes de planètes (GI 876 et GI 581).

al. *in prep.*) et aujourd'hui il contraint statistiquement la présence de compagnons planétaires autour des naines M (Chap. 6). Depuis 3 ans, nous avons obtenu du temps de télescope supplémentaire pour étendre cet échantillon à un volume comprenant toutes les naines M plus proches que 12 parsecs, soit plus de 300 cibles.

4.1.2 Nouveau traitement et précision obtenue

Un travail de ma thèse a été de réécrire une partie de l'analyse de données. La partie que j'ai réécrite correspond à la partie post-extraction. J'ai ajouté une partie cosmétique pour corriger les spectres des détections de rayons cosmiques. J'ai également construit 2 nouveaux masques, l'un pour les types spectraux précoces l'autre pour les types tardifs. J'ai aussi mené les simulations nécessaires pour évaluer les erreurs associées à nos mesures compte tenu des nouveaux masques.

On peut regarder le résultat de la nouvelle réduction avec la dispersion des mesures obtenues d'une part et le rapport entre les erreurs internes et externes d'autre part. Pour cela on construit d'abord un sous-échantillon (Table 4.1) pour lequel on exclut les étoiles dont la cause de variabilité est identifiée, c'est-à-dire les étoiles binaires, les étoiles actives ou les étoiles de rotation rapides pour lesquelles la méthode n'est pas adaptée. Le panel droit de la figure 4.1 représente la distribution du rapport erreurs internes sur erreurs externes. Son maximum est à 1, ce qui montre que l'erreur est correctement es-



timée. Comme cette erreur correspond au bruit de photon seulement, ce graphique montre également que c'est le bruit dominant dans nos mesures. Les quelques étoiles avec des variations de vitesses radiales sensiblement supérieures aux erreurs sont nos cibles prioritaires, celles pour lesquelles nous essayons de caractériser la cause des variations, parfois un système planétaire.

On peut aussi comparer les résultats de ce même sous-échantillon avec la réduction précédente (Fig. 4.2). On observe une nette amélioration globale, et si quelques étoiles ont maintenant une dispersion légèrement supérieure c'est parce qu'elles ont peu de mesures et qu'à cause du bruit de photon la réduction précédente leur attribuait par chance une dispersion plus petite. De nombreuses étoiles que l'on pouvait croire variables ne le sont plus. Les étoiles avec une dispersion supérieure à $\sim 100 \text{ m s}^{-1}$ étaient des Gl 876 b potentiels et nous savons maintenant que leur variabilité est fictive. Ce résultat a un impact fort sur l'étude statistique menée au chapitre 6 car nous n'aurions pas pu exclure que des planètes bien réelles causaient ces variations de vitesses, mais nous n'aurions pas pu l'affirmer non plus. En conséquence avec les seules mesures ELODIE nous n'aurions pu dire si le nombre d'étoiles à planète présentes dans l'échantillon était de une seule (Gl 876) ou de 9.

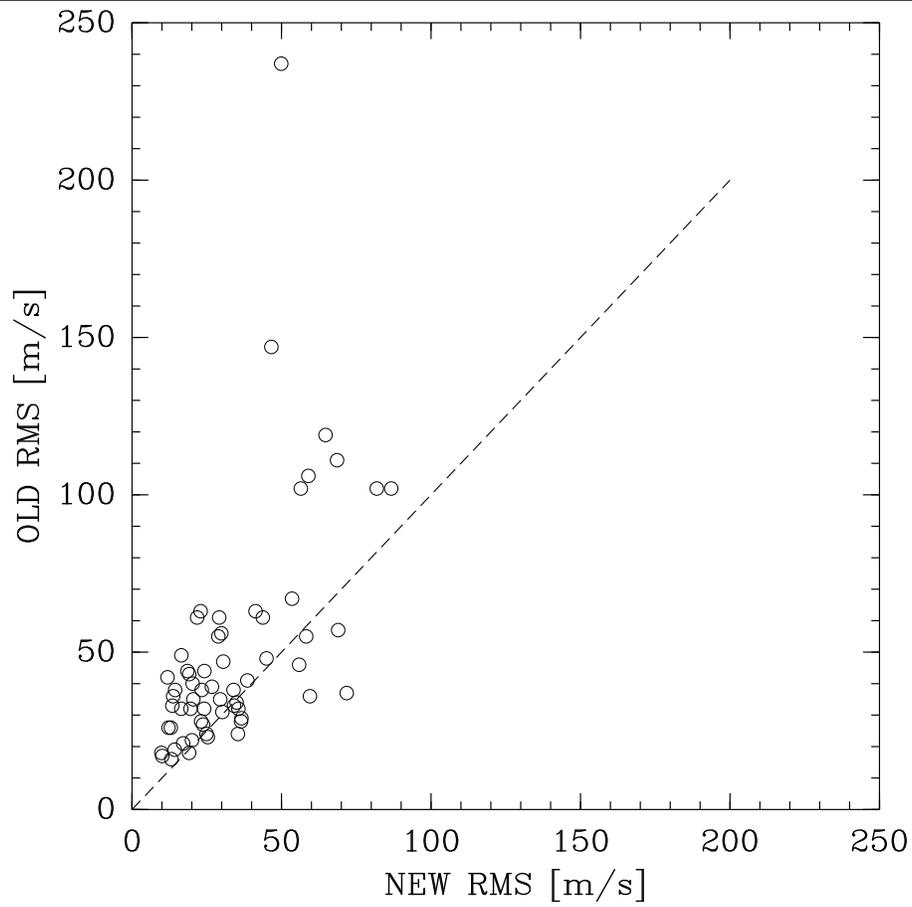
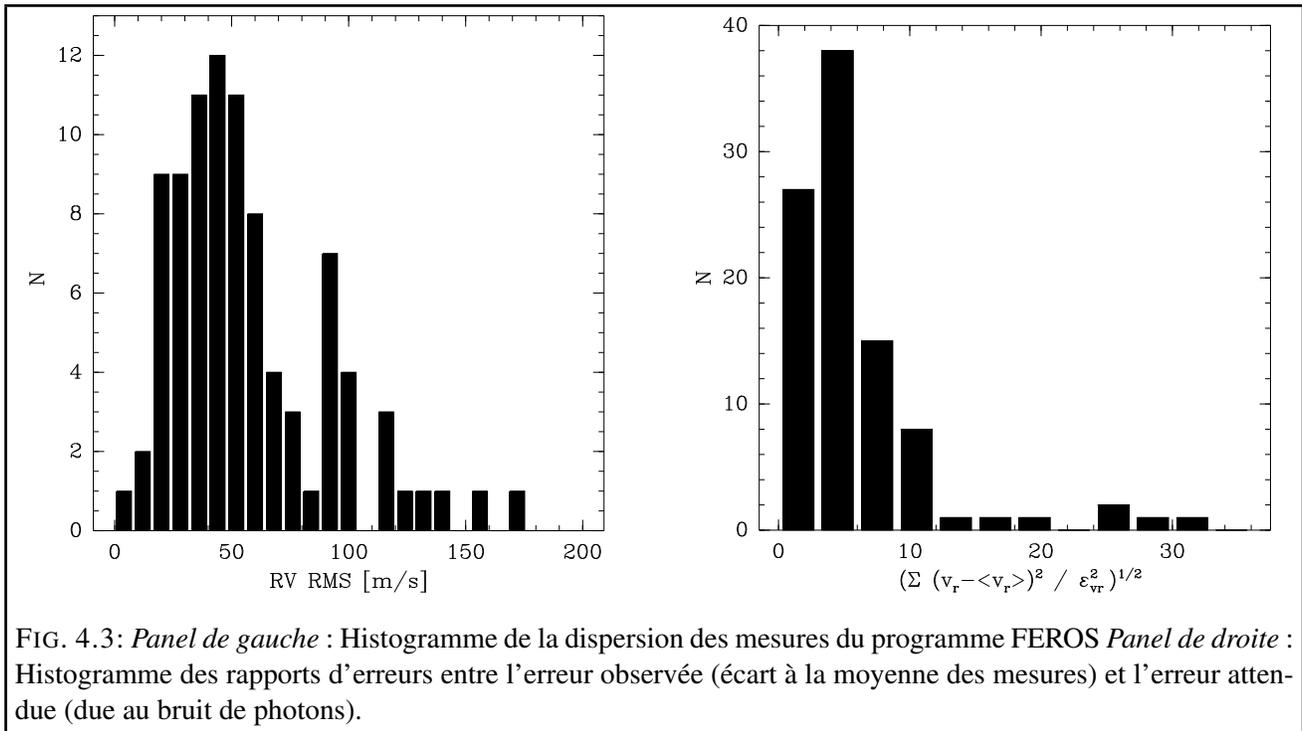


FIG. 4.2: Diagramme comparatif entre la dispersion des mesures *avant* et *après* les modifications de la réduction.



4.2 FEROS

4.2.1 Description

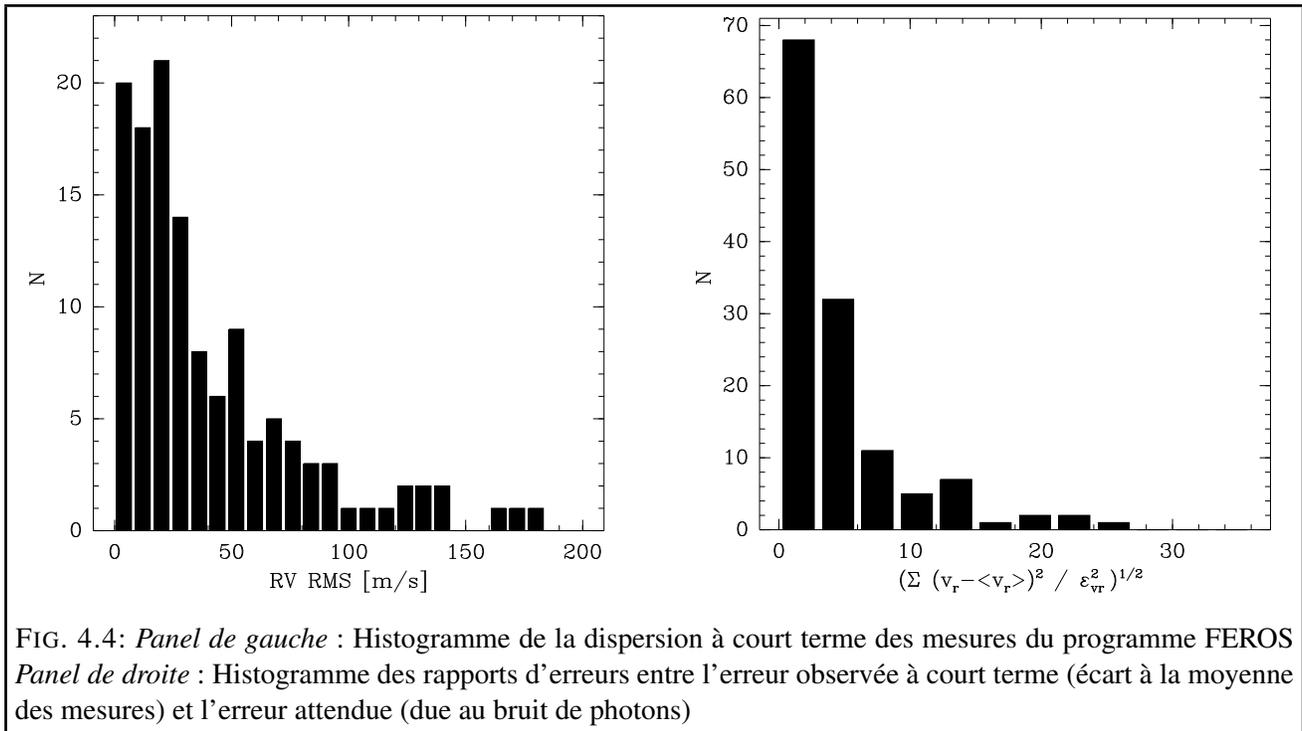
FEROS est un spectrographe installé à l'observatoire de La Silla (ESO, Chili). De 1999 à 2001, l'équipe a mené un programme d'observation correspondant à la contrepartie Sud du programme ELODIE. La résolution spectrale de FEROS est légèrement supérieure ($R=50000$) mais surtout sa couverture spectrale est étendue jusqu'au proche infrarouge (de 3800 à 9800 Å), un domaine de longueur d'onde intéressant car c'est entre 1 et 2 μm que les naines M émettent le plus de lumière. Il est aussi relié au télescope par une fibre optique, mais contrairement à ELODIE il n'est pas contrôlé en température.

4.2.2 Traitement des données et précision

C'est pour cet instrument que j'ai eu à faire le traitement de données le plus complet. En adaptant le programme de réduction écrit pour HARPS, j'ai fait la réduction des données FEROS depuis les données brutes jusqu'au calcul des vitesses.

Le nouveau traitement des données permet d'obtenir une précision meilleure que 50 m s^{-1} pour la plupart des étoiles. La distribution des rapports d'erreurs entre l'erreur observée (écart à la moyenne des mesures) et l'erreur attendue (due au bruit de photon) montre que les variations sont causées par autre chose que le bruit de photon. Comme on sait beaucoup de ces étoiles non variables (certaines sont communes aux autres échantillons) la cause ne peut être que de nature instrumentale ou liée à la réduction.

Un élément pour comprendre la précision limitée que nous observons est de regarder quelles sont les variations de vitesses à court terme. La figure 4.4 représente à la fois les dispersions des mesures et



le rapport des erreurs, mais en considérant les missions de manière indépendante. Ainsi si une étoile est observée au cours d'une même mission d'observation je calcule sa dispersion, mais si elle est à nouveau observée au cours d'une mission différente alors je la considère comme une étoile différente. On observe que la variabilité est beaucoup plus faible et plus proche du bruit de photon. La précision de l'instrument (ou de la réduction) se détériore donc avec le temps, d'une mission d'observation à une autre. Aussi, en regardant les mesures étoile par étoile on voit nettement des sauts d'une mission à une autre. En somme, le point zéro semble être convenablement initialisé d'une nuit à l'autre, mais ne permet pas de raccorder correctement les missions entre elles.

FEROS n'est pas dans un environnement thermostaté et les changements instrumentaux furent nombreux pendant ces années. Or la détermination du point zéro est sensible au changement du spectre de référence (les variations d'intensité de la lampe ou d'injection de la lumière dans la fibre changent l'intensité relative des raies spectrales du thorium). Il est donc vraisemblable que FEROS ne présente pas la stabilité requise pour une meilleure précision que 50 m s^{-1} sur le long terme.

Nous espérons mieux d'une nouvelle réduction des données FEROS. Aussi, les variations de vitesses observées étant dominées par des erreurs systématiques plutôt que par le bruit de photon la vraisemblance de la variabilité de chaque étoile est difficile à évaluer. J'ai fait le choix de ne pas utiliser les données FEROS pour l'étude statistique (voir Chap. 6).

4.3 HARPS

4.3.1 Description

HARPS est le spectrographe “de course” construit par un consortium international emmené par l’Observatoire de Genève (Pepe et al. 2004). Il est relié par fibre optique au foyer du télescope de 3.6 m de l’observatoire de La Silla (ESO, Chili). Sa couverture spectrale est semblable à celle d’ELODIE (de 3800 à 6800 Å) et il collecte plus efficacement la lumière (sa transmission est de $\sim 6\%$). Son atout majeur pour la recherche de planètes et par rapport aux autres instruments est d’être placé sous vide et d’être contrôlé en température. Ce contrôle confère à HARPS une grande stabilité instrumentale, i.e. permet de réduire au minimum la dérive du point zéro de l’instrument (cf. §, 3.3). Grâce à cela HARPS permet la mesure de différences de vitesses radiales plus petites que le m s^{-1} (Lovis et al. 2005).

HARPS utilise aussi la technique du Thorium simultané pour calibrer le point zéro de début de nuit et pour suivre la dérive au cours de la nuit. En pratique quand nous observons des naines M nous recherchons une précision de $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$. Toutefois une partie des étoiles de notre échantillon sont trop faibles pour qu’on puisse atteindre le signal sur bruit nécessaire en un temps raisonnable. Comme compromis entre le nombre de mesures et leur qualité nous avons choisi de ne pas dépasser un quart d’heure de pose. Ainsi avec de bonnes conditions météorologiques nous mesurons des vitesses avec une précision comprise entre 1 et 3 m s^{-1} pour l’ensemble de notre échantillon. Au cours d’une nuit la dérive de HARPS est inférieure à 1 m s^{-1} et l’utilisation du thorium simultané devient superflue quand on ne recherche pas une précision meilleure. Alors, pour éviter une légère pollution des spectres stellaires par le spectre du thorium et bénéficier de spectres aussi propres que possible, nous n’utilisons pas le thorium simultané pour suivre la dérive instrumentale.

Notre programme de recherche cible 108 naines M accessibles depuis l’hémisphère Sud et distantes de moins de 11 pc. Cet échantillon correspond à l’échantillon construit pour FEROS, néanmoins restreint à un volume plus petit et à l’exclusion de binaires ou des grands rotateurs déjà identifiés ($v \sin i > 6.5 \text{ km s}^{-1}$). Nous nous sommes également restreint aux naines M plus brillantes que $m_V = 14$. A l’exception de quelques spectres, les observations spécifiques aux naines M ont commencé en Décembre 2003.

4.3.2 Traitement adapté

Construction du masque Les naines M présentent des spectres complexes dominés par de larges bandes d’absorption causées par la présence de molécules au sein de leur atmosphère. Pour mesurer précisément la vitesse radiale de ces objets selon la méthode présentée au §3.4 il faut construire un masque adapté. Contrairement au cas des étoiles de type solaire dont on connaît bien les atmosphères, on ne peut pas s’aider de spectres synthétisés par les modèles. Ces derniers sont trop peu précis et il faut se reposer sur les spectres observés uniquement. Pour ce travail j’ai utilisé les spectres de l’étoile Gl 877. J’ai choisi d’observer cette étoile plusieurs fois au début du programme afin de construire un spectre à très haut rapport signal sur bruit en coadditionnant les observations individuelles. Pour conserver un alignement précis il faut au préalable corriger les longueurs d’ondes de chaque spectre du déplacement Doppler causé par le mouvement de la Terre (diurne et orbital) au moment des observations (cf. § 3.2). Sur le spectre à haut rapport signal sur bruit obtenu, on identifie les raies spectrales et on ajuste précisément leur position. Chaque raie constitue un trou du masque. On donne même un poids proportionnel au contraste des raies à chacun des trous (on attribue au trou une valeur entre 0 et

Nom	α	δ	m_V	\bar{V}_r	Nom	α	δ	m_V	\bar{V}_r		
GJ1001	00:04:36	-40:44:03	12.84	M3.5V	30.0	GI447	11:47:44	+00:48:16	11.12	M4.5	-31.4
GI1	00:05:24	-37:21:27	8.54	M1V	22.9	GI452.1	11:54:08	+09:48:21	12.77	M3.5V	0.0
GJ1002	00:06:43	-07:32:17	13.75	M5.5	-40.8	GJ1154A	12:14:16	+00:37:24	13.73	M5	-13.3
GI12	00:15:49	+13:33:22	12.58	M3V	50.8	GI465	12:24:52	-18:14:32	11.28	M2V	50.8
LHS1134	00:43:25	-41:17:39	13.1	M3V	-29.1	GI479	12:37:52	-52:00:05	10.67	M2V	-5.9
GI54.1	01:12:30	-16:59:56	12.05	M4.5V	28.0	LHS337	12:38:49	-38:22:54	12.74	M4.5V	27.5
L707-74	01:23:18	-12:56:25	12.8	M	-1.1	GI480.1	12:40:46	-43:33:59	12.24	M3.0V	-35.5
GI83.1	02:00:13	+13:03:05	12.28	M4.5	-28.9	GI486	12:47:57	+09:45:05	11.3	M3.5	18.5
GI87	02:12:21	+03:34:32	10.06	M1.5V	-2.7	GI514	13:29:60	+10:22:38	9.0	M0.5	14.1
GI105B	02:36:15	+06:52:18	11.66	M4	25.7	GI526	13:45:44	+14:53:30	8.4	M1.5	15.4
CD-44-836A	02:45:11	-43:44:32	12.33	M5V	28.6	GI536	14:01:03	-02:39:18	9.70	M1V	-26.4
LHS1481	02:58:10	-12:53:07	12.67	M3VI	100.2	GI551	14:29:43	-62:40:46	11.05	M5.5V	-21.8
LP771-95A	03:01:51	-16:35:36	10.96	M3.5V	-6.1	GI555	14:34:17	-12:31:10	11.3	M4	-2.2
LHS1513	03:11:35	-38:47:23	11.51	M3.5V	59.1	GI569A	14:54:29	+16:06:04	10.20	M2V	-7.5
GJ1057	03:13:23	+04:46:28	13.7	M5V	27.4	GI581	15:19:27	-07:43:20	10.5	M3	-9.8
GI145	03:32:56	-44:42:07	11.46	M2.5V	22.5	GI588	15:32:13	-41:16:32	9.31	M2.5V	21.1
GJ1061	03:36:00	-44:30:47	13.03	M5.5V	0.7	GI618A	16:20:04	-37:31:44	10.60	M2V	27.7
GJ1065	03:50:44	-06:05:45	12.79	M3.5V	-10.5	GI628	16:30:18	-12:39:45	10.0	M3.5	-21.6
GJ1068	04:10:27	-53:36:10	13.58	M4.5V	-1.0	GI643	16:55:25	-08:19:21	11.80	M3.5	15.5
GI166C	04:15:19	-07:39:07	11.1	M4.5	-44.9	GI667C	17:18:59	-34:59:48	10.24	M1.5V	6.1
GI176	04:42:56	+18:57:29	9.98	M2V	26.0	GI674	17:28:40	-46:53:43	9.37	M2.5V	-3.2
LHS1723	05:01:58	-06:56:47	12.10	M4V	41.8	GI678.1A	17:30:23	+05:32:55	9.30	M0V	-12.8
LHS1731	05:03:20	-17:22:25	11.69	M3V	15.0	GI680	17:35:14	-48:40:51	10.15	M1.5V	-23.5
GI191	05:11:41	-45:01:06	8.85	M1VI	245.5	GI682	17:37:04	-44:19:09	10.95	M3.5V	-35.1
GI203	05:28:00	+09:38:38	12.48	M3.5	60.0	GI686	17:37:53	+18:35:30	9.6	M1	-9.8
GI205	05:31:27	-03:40:38	7.96	M1.5	8.2	GI693	17:46:34	-57:19:09	10.75	M2V	-43.2
GI213	05:42:09	+12:29:22	11.53	M4	105.5	GI699	17:57:49	+04:41:36	9.55	M4	-110.9
GI229	06:10:35	-21:51:53	8.14	M0.5V	5.2	GI701	18:05:08	-03:01:53	9.38	M1	32.2
HIP31293	06:33:43	-75:37:48	10.35	M	11.7	GJ1224	18:07:33	-15:57:47	13.63	M4.5	-34.2
HIP31292	06:33:47	-75:37:30	11.41	M	12.5	EUV-J1811-789	18:11:15	-78:59:23	12.38	M5.5V	16.1
G108-21	06:42:11	+03:34:53	12.06	M3.5V	82.3	GI41-29	18:42:45	+13:54:17	12.81	M4V	-35.0
G108-22	06:42:13	+03:35:31	13.33	M4V	82.2	LTT7434	18:45:58	-28:54:53	12.65	M4V	3.8
GI250B	06:52:18	-05:11:26	10.09	M2	-7.7	GI729	18:49:49	-23:50:10	10.46	M3.5V	-10.7
GI273	07:27:25	+05:13:33	9.85	M3.5	17.9	GJ1232	19:09:51	+17:40:07	13.52	M4.5V	-14.2
LHS1935	07:38:41	-21:13:29	11.7	M3V	-29.2	GI752A	19:16:55	+05:10:08	9.11	M2.5	35.4
GI299	08:11:58	+08:46:22	12.83	M4.5	14.2	GI754	19:20:48	-45:33:32	12.23	M4.5V	6.2
GI300	08:12:41	-21:33:08	12.10	M4V	9.3	GJ1236	19:22:02	+07:02:30	12.35	M3V	23.9
GJ2066	08:16:08	+01:18:09	10.10	M2	61.9	GJ1256	20:40:34	+15:29:58	13.43	M4.5V	-59.7
GJ1123	09:17:06	-77:49:25	13.10	M4.5V	43.4	LHS3583	20:46:38	-81:43:14	12	M2.5	-16.2
GI341	09:21:37	-60:16:55	9.50	M0V	36.2	LP816-60	20:52:33	-16:58:29	11.41	M	16.0
GJ1125	09:30:45	+00:19:22	11.71	M3.5V	-40.0	GI832	21:33:34	-49:00:32	8.67	M1.5V	12.8
GI357	09:36:02	-21:39:39	10.92	M2.5V	-78.0	GI846	22:02:10	+01:24:00	9.18	M0V	18.5
GI358	09:39:46	-41:04:03	10.75	M2V	142.0	LHS3746	22:02:30	-37:04:54	11.80	M3.5V	-14.2
GI367	09:44:30	-45:46:35	10.11	M1.0V	60.0	GI849	22:09:40	-04:38:26	10.37	M3.5	-15.7
GJ1129	09:44:47	-18:12:49	12.60	M4V	9.0	GI1265	22:13:43	-17:41:10	13.57	M4.5V	-24.5
GI382	10:12:18	-03:44:44	9.2	M1.5	7.5	LHS3799	22:23:07	-17:36:28	13.25	M4.5V	-2.0
GI388	10:19:36	+19:52:11	9.3	M3	12.0	LHS3836	22:38:03	-65:50:09	11.45	M3.5V	43.3
GI393	10:28:56	+00:50:28	9.6	M2	7.9	GI876	22:53:17	-14:15:49	10.17	M4	-2.1
LHS288	10:44:22	-61:12:37	13.92	M4	155.5	GI877	22:55:46	-75:27:31	10.40	M2.5V	66.0
GI402	10:50:52	+06:48:29	11.65	M4	-1.8	GI880	22:56:34	+16:33:12	8.6	M1.5	-27.8
GI406	10:56:29	+07:00:52	13.45	M5.5	15.9	GI887	23:05:52	-35:51:11	7.34	M0.5V	9.5
GI413.1	11:09:31	-24:35:55	10.44	M2V	-5.0	LHS543	23:21:37	+17:17:25	11.72	M4.5V	-7.1
GI433	11:35:27	-32:32:24	9.83	M1.5V	28.0	GI908	23:49:13	+02:24:04	8.98	M1	-71.5
GI438	11:43:20	-51:49:16	10.36	M0V	0.5	LTT9759	23:53:50	-75:37:57	9.99	M	-10.0

TAB. 4.2: Echantillon HARPS nettoyé. Ensemble des étoiles visibles depuis l'hémisphère sud ($\delta < 18^\circ$), distantes du Soleil de moins de 11 parsecs, plus brillantes que $m_V = 14$, qui tournent plus lentement que $v \sin i = 6.5 \text{ km s}^{-1}$, qui ne soient pas des binaires stellaires spectroscopiques, ni des binaires visuelles dont la séparation est plus petite que 5 arcsecondes. Comprend 2 étoiles hôtes de planètes (GI 876 et GI 581).

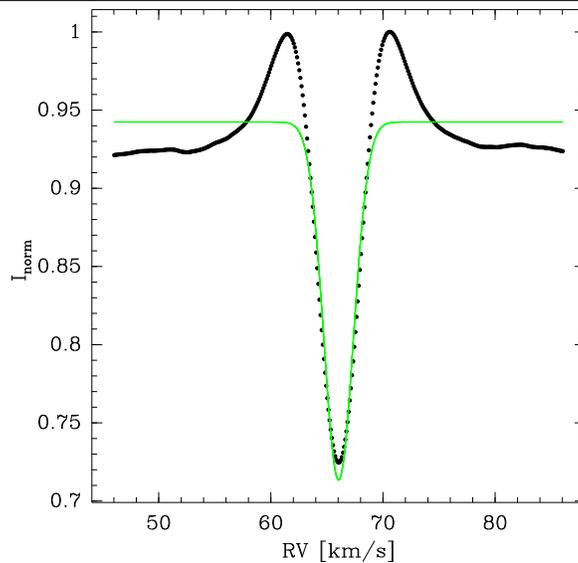


FIG. 4.5: Profil de corrélation d'un spectre de Gl 877 obtenu par corrélation croisée numérique avec un masque. Le masque est construit à partir d'un spectre à haut rapport signal sur bruit de la même étoile. On remarque les pics d'anticorrélations qui résultent de la forêt de raies spectrales (et donc l'absence de continuum) qui caractérise les spectres de naines M. Le trait continu vert est l'ajustement du pic par une gaussienne quand on utilise toute la fenêtre de corrélation.

1 plutôt que seulement 0 ou 1).

Le profil de corrélation Le profil de corrélation obtenu est également particulier (Fig. 4.5). Il exhibe des pics d'anticorrélation proéminents en comparaison des profils obtenus pour les étoiles F, G et K. Cela est dû à l'absence de continuum dans les spectres. A côté d'une raie spectrale il y a très souvent une autre raie spectrale ! Statistiquement, en déplaçant le masque les trous se retrouvent en face de raies spectrales même si sa *vitesse* n'est pas celle de l'étoile.

4.3.3 Précision obtenue

Le programme d'observation mené avec HARPS est encore jeune et toutes les étoiles n'ont pas été observées. On peut quand même en estimer la précision en regardant la dispersion des mesures pour la plupart des étoiles. Le panel de gauche de la figure 4.6 montre la distribution de la dispersion des mesures pour toutes les étoiles observées au moins 3 fois. Cette distribution a un maximum entre 1 et 2 m s^{-1} . Ce programme est donc le plus précis de nos programmes de recherche. Il est aussi plus précis que tous les programmes concurrents qui ciblent les naines M (Wright et al. 2004; Endl et al. 2003; Kürster et al. 2003).

La distribution des dispersions contient de nombreuses sources d'erreurs (bruit de photons, dérive instrumentale, incertitude sur le point zéro des calibrations pour chaque début de nuit) et de variations (activité stellaire et planètes). Gl 581, l'étoile pour laquelle nous avons mis en évidence un compagnon planétaire, apparaît d'ailleurs dans ce diagramme avec une dispersion de 10 m s^{-1} .

Avec la partie droite de la même figure, je m'intéresse aux rapports entre erreurs externes et internes. Je n'ai pris en compte que l'erreur due au bruit du photon plus une erreur instrumentale de l'ordre du m s^{-1} . La distribution de ces rapports est plus large que pour le programme ELODIE. C'est

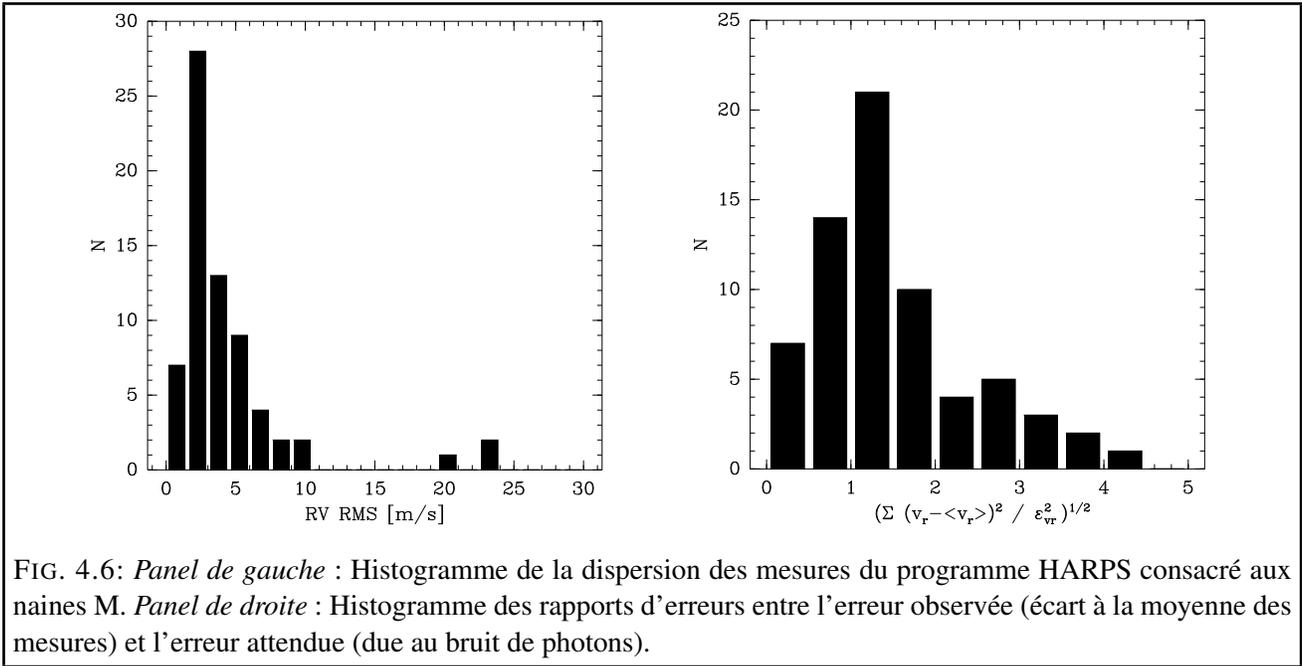


FIG. 4.6: *Panel de gauche* : Histogramme de la dispersion des mesures du programme HARPS consacré aux naines M. *Panel de droite* : Histogramme des rapports d'erreurs entre l'erreur observée (écart à la moyenne des mesures) et l'erreur attendue (due au bruit de photons).

parce qu'on regarde des étoiles avec moins de mesures et que avec parfois 3 mesures on a des fluctuations statistiques importantes. Surtout pour les rapports d'erreurs inférieurs à 1 car sinon (rapports $> 2-3$) nous considérons les étoiles comme variables et nous les suivons avec une fréquence plus élevée pour caractériser leur variation et elles se retrouvent avec plus de mesures. On observe un maximum de la distribution proche de 1 ce qui valide notre estimation des erreurs de mesures.

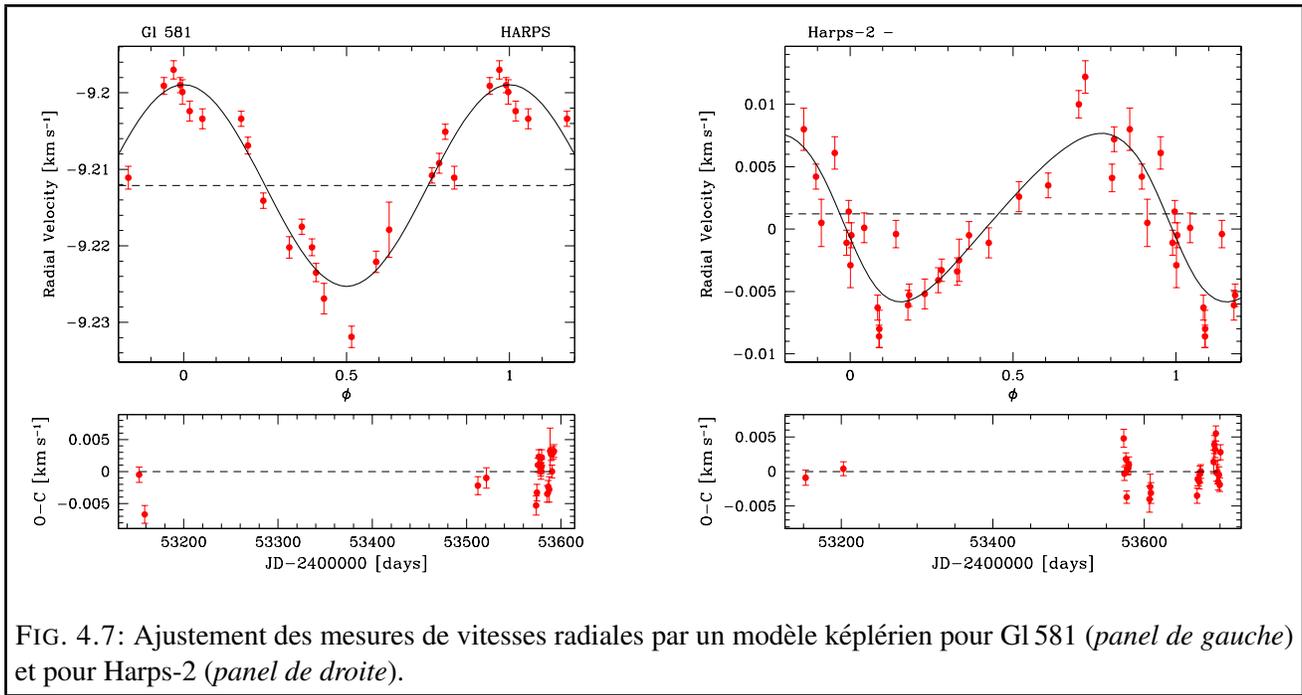


FIG. 4.7: Ajustement des mesures de vitesses radiales par un modèle képlérien pour Gl 581 (*panel de gauche*) et pour Harps-2 (*panel de droite*).

4.4 Une planète et un imposteur

Parmi les résultats obtenus avec ELODIE et HARPS je présente ici la détection de la planète Gl 581 b de manière concurrente avec une fausse détection de planète autour d'une autre étoile de l'échantillon HARPS. Dans ce paragraphe nous appelons cette dernière Harps-2.

Pour Gl 581 et pour Harps-2, nous observons des variations de vitesses radiales sensiblement supérieures aux erreurs estimées. Nous avons donc intensifié les mesures pour ces deux étoiles et nous avons trouvé que les vitesses mesurées s'ajustaient convenablement avec un modèle képlérien (Fig. 4.7). La masse des compagnons potentiels serait dans les deux cas une masse voisine de la masse de Neptune, soit environ 15 fois la masse de la Terre ou 0.05 fois celle de Jupiter.

La figure 4.8 est une figure semblable à la figure 1 de notre article (Bonfils et al. 2005c) mais j'y ai rajouté Harps-2 pour la comparaison. Elle représente le flux mesuré au voisinage de la raie H du Ca II pour Harps-2, Gl 581 et 3 autres étoiles dont les variations de vitesses radiales sont petites ($1-2 \text{ m s}^{-1}$). On constate que Gl 581 a l'émission chromosphérique la plus faible et que Harps-2 a la plus forte. Il est rassurant pour Gl 581 de constater que cette indice d'activité indique qu'elle est vraisemblablement plus homogène en surface que d'autres étoiles quasi-constantes en vitesse radiale.

Aussi nous pouvons nous intéresser aux variations de forme du profil de corrélation en mesurant leur bissecteur (Chap. 3). C'est ce que montre la figure 4.9 pour Gl 581 et Harps-2. Pour Gl 581 vitesses radiales et variations du bissecteur semblent complètement décorrélées. Pour Harps-2 une légère dépendance entre les variations du bissecteur et les vitesses radiales trahit la présence d'une tache à la surface de l'étoile. Pour cette étoile on distingue même une forme de 8 dans la figure. Elle est vraisemblablement due au changement de projection de la tache sur le ciel selon la phase du signal.

En conclusion, l'explication planétaire est la plus vraisemblable pour Gl 581 dont tous les indicateurs montrent qu'elle n'est pas active et que sa surface est homogène. En revanche, l'explication la plus vraisemblable pour les variations de vitesse radiale de Harps-2 est une tache à sa surface. Malgré

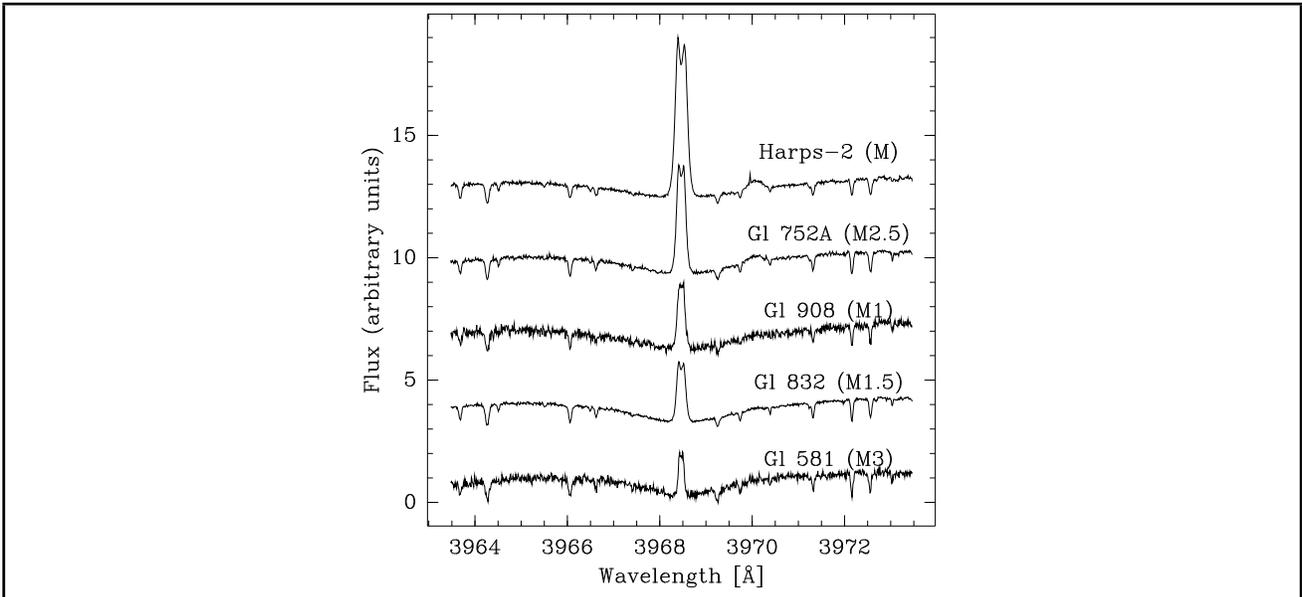


FIG. 4.8: Spectres HARPS de la raie H de l'ion Ca II ($\lambda = 3968.47 \text{ \AA}$) pour Gl 581, pour 3 autres étoiles M avec une faible dispersion de vitesse radiale et pour Harps-2. Les étoiles sont représentées par ordre d'activité chromosphérique croissante, et de bas en haut Gl 581, Gl 832, Gl 908, Gl 752 et Harps-2. Le pic d'émission chromosphérique paraît proéminent par rapport au continuum bleu de faible intensité, mais il montre effectivement une faible émission chromosphérique comparée à la luminosité bolométrique de ces étoiles. Parmi ces 4 étoiles, Gl 581 a la plus faible activité chromosphérique et Harps-2 la plus forte

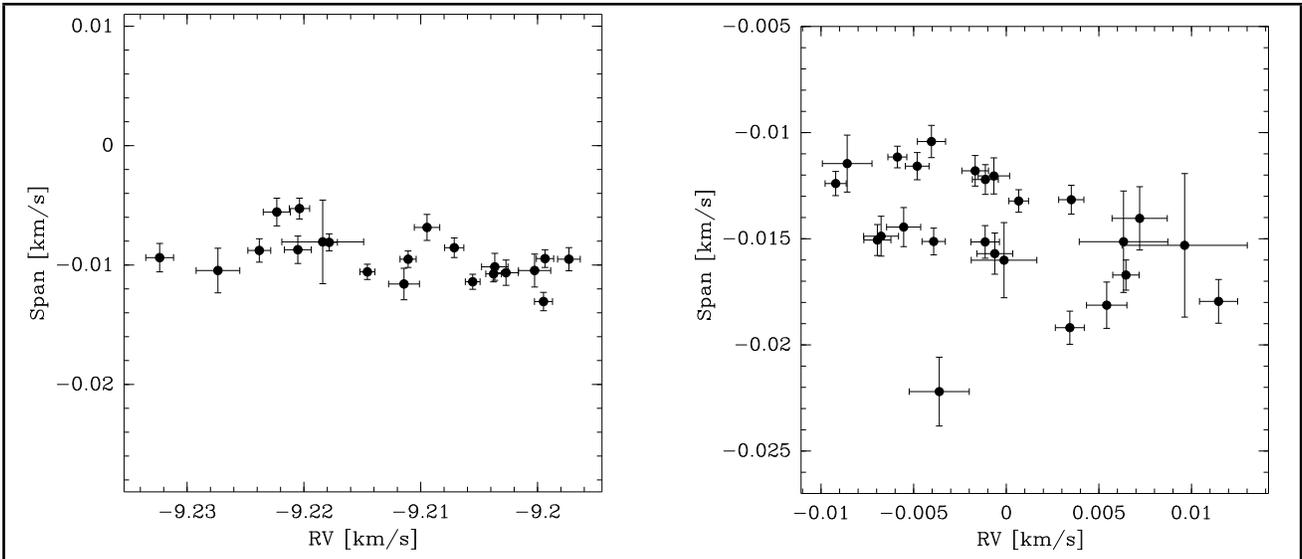


FIG. 4.9: Variations du span du bissecteur pour Gl 581 et pour Harps-2

tout, on ne peut pas exclure que la tache observée soit produite par une interaction magnétique entre l'étoile et une planète. Dans un tel scénario le signal observé serait la somme de la variation de vitesse induite par le mouvement orbital de la planète et de la variation de vitesse induite par la tache. De plus c'est la présence de la planète qui serait responsable de la tache sur l'étoile. Un cas de figure semblable est observé par (Shkolnik et al. 2005) pour HD 179949 et ϵ And. Shkolnik et al. mesurent une variation du flux stellaire dans la raie d'émission de Ca II en phase avec l'orbite des Jupiters chauds qui tournent autour de ces étoiles. Un travail d'après thèse sera de lancer une campagne photométrique sur cet objet afin de quantifier sa variation de luminosité et contraindre la taille de la tache. Connaissant la taille de la tache nous pourrions évaluer, à l'aide d'une simulation numérique, si elle est responsable de toute la variation de vitesse ou seulement d'une partie. Et dans ce dernier cas, il faudrait reconsidérer l'hypothèse planétaire.

Papier : Une planète de la masse de Neptune autour de Gl 581

Nous reportons la découverte d'une planète de la masse de Neptune autour de l'étoile Gl 581 (M3V, $M = 0.31M_{\odot}$, basée sur des mesures précises du décalage Doppler en utilisant le spectrographe HARPS basé à l'Observatoire de La Silla. Les vitesses radiales révèlent une orbite circulaire de période $P = 5.366$ jours et de demi-amplitude $K_1 = 13.2 \text{ m s}^{-1}$. La masse minimum résultante pour la planète ($M_2 \sin i$) est aussi petite que $0.052M_{\text{Jup}} = 0.97M_{\text{Nep}} = 16.6M_{\text{Earth}}$ faisant de Gl 581 b l'une des plus petites exoplanètes connues à ce jour. Ce système planétaire est seulement le troisième centré sur une naine M, suivant le système de Gl 876 composé de 3 planètes et le système de Gl 436 composé d'une seule planète. Cette découverte renforce la tendance émergente de ces planètes à être de petites masses et trouvées à courtes périodes. Les propriétés statistiques des planètes de naines M ne semblent pas s'accorder avec un simple facteur d'échelle à leurs contreparties autour des étoiles de type solaire.

The HARPS search for southern extra-solar planets^{★,★★}

VI. A Neptune-mass planet around the nearby M dwarf Gl 581

X. Bonfils^{1,2}, T. Forveille^{3,1}, X. Delfosse¹, S. Udry², M. Mayor², C. Perrier¹, F. Bouchy⁴, F. Pepe²,
D. Queloz², and J.-L. Bertaux⁵

¹ Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

² Observatoire de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland
e-mail: Xavier.Bonfils@obs.unige.ch

³ Canada-France-Hawaii Telescope Corporation, 65-1238 Mamalahoa Highway, Kamuela, HI96743, Hawaii, USA

⁴ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Traverse du Siphon, 13013 Marseille, France

⁵ Service d'Aéronomie du CNRS, BP 3, 91371 Verrières-le-Buisson, France

Received 22 August 2005 / Accepted 24 September 2005

ABSTRACT

We report the discovery of a Neptune-mass planet around Gl 581 (M3V, $M = 0.31 M_{\odot}$), based on precise Doppler measurements with the HARPS spectrograph at La Silla Observatory. The radial velocities reveal a circular orbit of period $P = 5.366$ days and semi-amplitude $K_1 = 13.2 \text{ m s}^{-1}$. The resulting minimum mass of the planet ($M_2 \sin i$) is only $0.052 M_{\text{Jup}} = 0.97 M_{\text{Nep}} = 16.6 M_{\text{Earth}}$ making Gl 581b one of the lightest extra-solar planet known to date. The Gl 581 planetary system is only the third centered on an M dwarf, joining the Gl 876 three-planet system and the lone planet around Gl 436. Its discovery reinforces the emerging tendency of such planets to be of low mass, and found at short orbital periods. The statistical properties of the planets orbiting M dwarfs do not seem to match a simple mass scaling of their counterparts around solar-type stars.

Key words. stars: individual: Gl 581 – stars: planetary systems – stars: late-type – techniques: radial-velocity

1. Introduction

Over 150 planets have been found orbiting main sequence stars other than the Sun, in about 140 planetary systems of which 18 have multiple planets (<http://vo.obspm.fr/exoplanetes/encyclo/>). These extra-solar planets are a very diverse class: their mass ranges between half the mass of Neptune and 15 times the mass of Jupiter, some have large eccentricities when others have nearly circular orbits, their periods range from slightly over a day (Konacki et al. 2003, OGLE-TR-56) to over a decade (Marcy et al. 2002, 55 Cnc). The multiple systems range from strongly resonant to fully hierarchical (Rivera et al. 2005; Marcy et al. 2002). This diversity demonstrates that our own solar system represents but one possible outcome of the planetary formation and evolution processes, and apparently not even a very common one.

The statistical properties of these exoplanets provide crucial clues to their formation mechanism. As perhaps the most dramatic example, the seminal detection of the 51 Peg planet in a 4-days orbit (Mayor & Queloz 1995) immediately forced theoreticians to recognize the critical importance of orbital migration (Lin et al. 1996; Ward 1997). The correlation between the occurrence of Jupiter-mass planet and the high metallicity of the host stars (Gonzalez 1997; Santos et al. 2001, 2004a) is another example. It is thought to reflect the controlling role of the condensate mass in the protoplanetary disk, but it has taken longer to converge towards that consensus.

To date, all but 2 of these 140 planetary systems orbit solar-type stars. In part, this no doubts reflects a bias of most planet-search programmes towards the relatively bright F to K main sequence stars, and away from their fainter M-type counterparts ($M < 0.6 M_{\odot}$). Nonetheless, several teams (Wright et al. 2004; Endl et al. 2003; Delfosse et al. 1998b) collectively monitor over 200 M dwarfs with sufficient precision to detect a Jupiter-mass planet out to at least 2 AU. These efforts have up to now identified the 3-planet system around Gl 876 (Delfosse et al. 1998b; Marcy et al. 1998, 2001; Rivera et al. 2005), and the single-planet Gl 436 system (Butler et al. 2004). Of these 4 planets, 2 are in the Neptune-mass class, leaving only two of

* Based on observations made with the HARPS instrument on the ESO 3.6-m telescope at La Silla Observatory under programme ID 072.C-0488.

** Table 2 is only available in electronic form at <http://www.edpsciences.org>

the Gl 876 planets with approximately Jupiter-mass. By contrast $\geq 5\%$ of solar-type stars have Jupiter-mass planets (Marcy et al. 2000), and the comparative deficit for the M dwarfs is therefore statistically robust (Butler et al. 2004; Naef et al. 2005).

An open question, though, is whether M dwarfs genuinely have fewer planets, or whether their planets are just as abundant, but not quite as massive. Addressing this question needs higher precision, or more measurements, than the radial-velocity surveys have achieved to date. To help answering this question, we are using the HARPS spectrograph for a high-precision survey of more than 100 nearby M dwarfs. We present here its first detection, a Neptune-mass planet around Gl 581.

2. Properties of Gl 581

Gl 581 (HIP 74995, LHS 394) is an M3 dwarf (Hawley et al. 1997) with a distance to the Sun of 6.3 pc ($\pi = 159.52 \pm 2.27$, ESA 1997). Its photometry ($V = 10.55 \pm 0.01$, $B - V = 1.60$, Mermilliod et al. 1997; $K = 5.85 \pm 0.03$, Leggett 1992) and the parallax together result in absolute magnitudes of $M_V = 11.56 \pm 0.03$, and $M_K = 6.86 \pm 0.04$. From its absolute V magnitude and the 2.08 V -band bolometric correction of Delfosse et al. (1998a), the luminosity of Gl 581 is $0.013 L_\odot$. The Delfosse et al. (2000) K -band mass-luminosity relation, which has much lower intrinsic dispersion than the equivalent V -band relation, gives a $0.31 \pm 0.02 M_\odot$ mass, and the Chabrier & Baraffe (2000) theoretical Mass-Radius relation then a radius of $0.29 R_\odot$. Interestingly, Bonfils et al. (2005) find Gl 581 slightly metal-poor ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.25$), in contrast to most planet-host stars having supersolar metallicities.

The age of Gl 581 can be estimated from its kinematic characteristics, its magnetic activity, and its metallicity, all of which point towards a moderate to older age. Leggett (1992) find that its UVW galactic velocities are intermediate between those typical of the young and old galactic disk, and Delfosse et al. (1998a) find very low X-ray emission ($L_X/L_{\text{bol}} < 5 \times 10^{-6}$) and a 2.1 km s^{-1} upper limit on the projected rotation velocity, $v \sin i$. Gl 581 has been classified as a variable star (HO Lib), but its variability (Weis 1994) is only marginally significant. If real it would be on a time scale of several year, with short-term variability being at most ~ 0.006 mag. The HARPS spectra show weak Ca II H and K emission, in the lower quartile of stars with similar spectral types (Fig. 1). As mentioned above, Gl 581 also has a subsolar metallicity. Altogether, these properties suggest that it is at least 2 Gyr old, and they ensure that the radial velocity “jitter” from magnetic activity must be minimal.

3. Doppler measurements and orbital analysis

HARPS (High Accuracy Radial velocity Planet Searcher) is the new ESO high-resolution ($R = 115\,000$) fiber-fed echelle spectrograph, optimised for planet search programmes and asteroseismology. It has proved to be the most precise spectro-velocimeter to date, reaching an instrumental RV accuracy better than 1 m s^{-1} (Mayor et al. 2003; Santos et al. 2004b; Pepe et al. 2004; Lovis et al. 2005), and even better on the

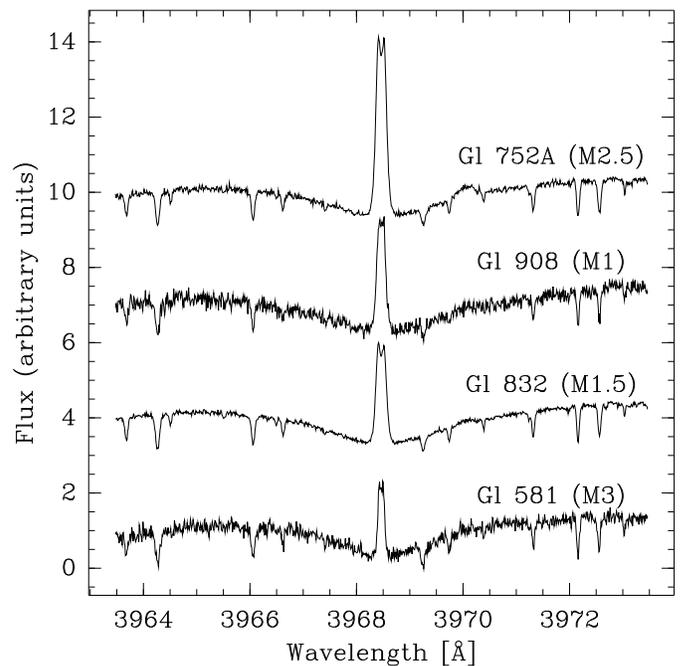


Fig. 1. HARPS spectra of the Ca II H ($\lambda = 3968.47 \text{ \AA}$) line region for Gl 581 and three comparison stars with similar spectral type and apparent magnitude. The stars are displayed in order of ascending chromospheric activity, and from top to bottom are Gl 752A, Gl 908, Gl 832 and Gl 581. The chromospheric emission peaks look prominent against the weak blue continuum of these M dwarfs, but they actually denote very weak chromospheric emission relative to the bolometric luminosity. Amongst those 4 stars, Gl 581 has the weakest chromospheric activity.

short-term scales of interest for asteroseismology. For ultimate radial velocity precision HARPS uses simultaneous exposures of a thorium lamp through a calibration fiber. When observing M dwarfs however, we rely instead on its very high instrumental stability (nightly instrumental drifts $< 1 \text{ m s}^{-1}$). The M dwarfs are typically too faint for us to reach the stability limit of HARPS within realistic integration times, and dispensing with the simultaneous thorium light produces much cleaner stellar spectra, suitable for quantitative spectroscopic analyses.

For the $V = 10.5$ Gl 581 we use 15 mn exposures, and the median S/N ratio of our 20 spectra is 40 per pixel at 550 nm. The radial velocities (Table 2, only available electronically) were obtained with the standard HARPS reduction pipeline, based on the cross-correlation with a stellar template and the precise nightly wavelength calibration with ThAr spectra (Baranne et al. 1996). They have a median internal error of only 1.3 m s^{-1} , which includes both the nightly zero-point calibration uncertainty ($\sim 0.8 \text{ m s}^{-1}$) and the photon noise, computed from the full Doppler information content of the spectra (Bouchy et al. 2001).

The computed velocities exhibit an rms dispersion of 10 m s^{-1} , much above their internal errors and also considerably more than we observe for stars with higher chromospheric activity. Of the three comparison stars with stronger chromospheric emission in Fig. 1, Gl 752 and Gl 832 have enough HARPS radial velocities to measure rms dispersions

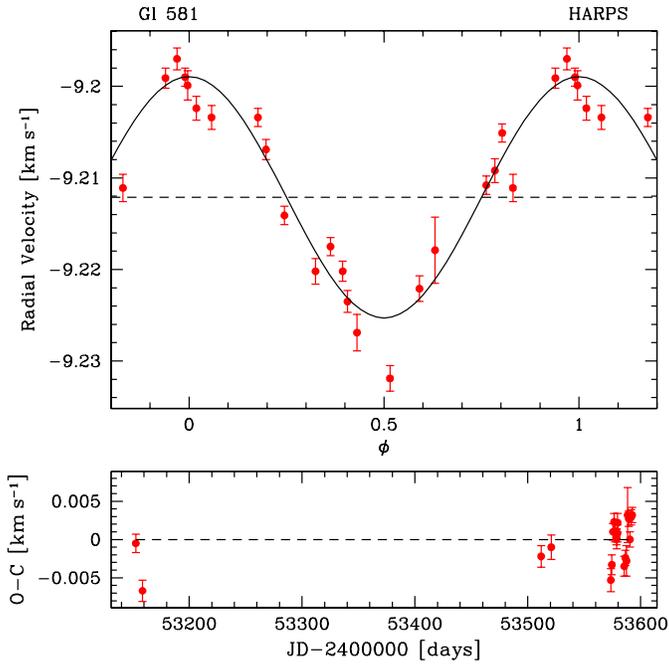


Fig. 2. *Upper panel:* phased radial velocities for Gl 581. *Lower panel:* residuals around the fitted solution versus time.

of 1.2 m s^{-1} (from 10 measurements) and 1.8 m s^{-1} (from 19 measurements). Rivera et al. (2005) report an rms dispersion of 3.42 m s^{-1} for the the third, Gl 908, dominated by their measurement noise.

As demonstrated by Fig. 2, a circular orbit of period $P = 5.366 \text{ d}$ and semi-amplitude $K = 13.2 \text{ m s}^{-1}$ is an excellent fit to these velocities. Attempts at adjusting elliptical orbits resulted in non-significant eccentricities. We therefore adopt a circular orbit. Its parameters are listed in Table 1 and lead to a minimum mass ($M \sin i$) for the planet of only $0.052 M_{\text{Jup}} = 0.97 M_{\text{Nep}} = 16.6 M_{\text{Earth}}$. The weighted rms of the residuals around the fit is 2.5 m s^{-1} , and twice the internal errors of the measurements. More data points are needed to establish whether this extra dispersion is intrinsic to the star, or whether it could denote the presence of a third body in the system. The very stable shape of the bisector (Fig 3) gives some weight to the later hypothesis. An overall translation dominates the evolution of the spectral profile, leaving no doubt on the keplerian origin of the radial-velocity variations.

We also have available 11 ELODIE spectra, which extend the measurement baseline to 9 years, albeit with a 5 years gap between mid-2000 and mid-2005. Their 17 m s^{-1} median error bars are too large to reveal the $K = 13 \text{ m s}^{-1}$ planetary signal. They exhibit an rms dispersion of 23 m s^{-1} and lack any obvious long term trend, demonstrating that the Gl 581 system contains no Jupiter-mass planet with any period shorter than ≈ 10 years.

4. Discussion

The semi-major axis of the planetary orbit is only 0.042 AU or 9 solar radii, similar to most close-in planets around solar-type stars. In the natural length unit of its central star however, this

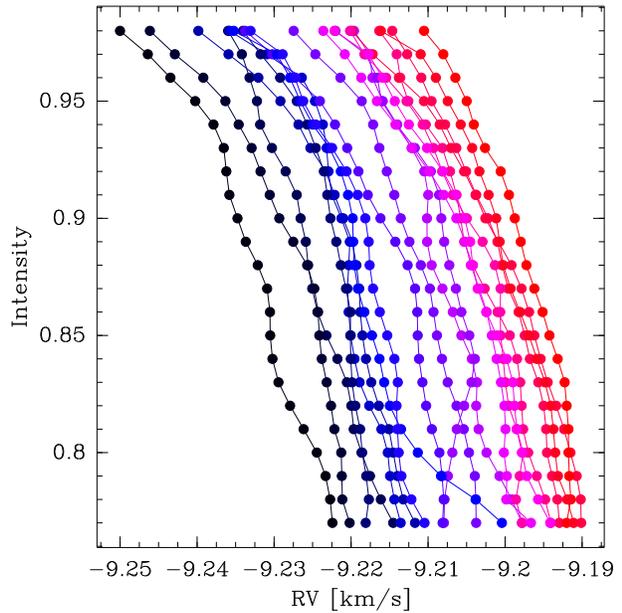


Fig. 3. Bisectors of the HARPS correlation profiles for Gl 581. The shape of the bisector curve is independent of its position, eliminating the possibility that stellar spot cause the radial-velocity variations.

Table 1. Orbital and physical parameters.

Parameter		Gl 581 b
P	[days]	5.366 ± 0.001
T	[JD-2 400 000]	$51\,004.30 \pm 0.06$
e		0. (fixed)
V	[km s^{-1}]	-9.212 ± 0.001
ω	[deg]	0. (fixed)
K	[m s^{-1}]	13.2 ± 0.4
$a_1 \sin i$	[10^{-3} AU]	0.652×10^{-2}
$f(m)$	[$10^{-9} M_{\odot}$]	0.1354×10^{-2}
$m_2 \sin i$	[M_{Earth}]	16.6
a	[AU]	0.041
N_{meas}		20
Span	[days]	440
$\sigma(\text{O-C})$	[m s^{-1}]	2.5

amounts to 31 radii of Gl 581. The geometric transit probability is thus only 3%, and significantly less than the $\approx 10\%$ typical of close-in planets around solar-type stars. If transits do occur on the other hand, the planet will cover a larger fraction of its smaller star. For a constant planetary radius, transits would thus be correspondingly deeper and more easily detected. At this radius and given the $0.013 L_{\odot}$ luminosity of the star, the expected temperature of the planetary surface is $\approx 420 \text{ K}$, with large uncertainties from the unknown albedo and energy transport. Even with conservative error bars though, this temperature is compatible with either a rocky planet or a gas giant, and evaporation will be negligibly small in either configuration.

The detection of Gl 581b brings the inventory of M-dwarf which harbor planetary systems to 3, and the number of their planets to 5. While admittedly still very small, these samples allow us an initial peek at their properties as a population, compared to the much more numerous planets known around solar-type stars. One immediate observation is that none of

the three stars is metal-rich, with Gl 876, Gl 436 and Gl 581 having metallicities of respectively $[Fe/H] = -0.03, +0.02$ and -0.25 dex (Bonfils et al. 2005). This contrasts with the median metallicity for solar-type stars surrounded by planets, $[Fe/H] = +0.2$ (Santos et al. 2005), though the significance of the difference is obviously still modest.

As discussed in the introduction, various groups monitor over 200 M dwarfs with $3\text{--}15\text{ m s}^{-1}$ precision, sufficient to easily detect the $>40\text{ m s}^{-1}$ reflex motion of a $0.3 M_{\odot}$ star orbited by a Jupiter-mass planet out to 2 AU. That these efforts have to date found only 5 planets, of which only Gl 876b and c have approximately Jovian masses, demonstrates that there are much fewer $\approx M_{\text{Jup}}$ planets around M dwarfs than the $\approx 5\%$ (Marcy et al. 2000; Naef et al. 2005) found around solar-type stars. The 5 planets include no hot-Jupiter, but with only $\sim 1\%$ solar-type star orbited by such a planet the significance of that fact is still modest. Three of the 5 on the other hand are hot-Neptunes (Gl 436b, $M \sin i = 1.2 M_{\text{Nep}}$; Gl 876d, $0.44 M_{\text{Nep}}$; Gl 581b, $0.99 M_{\text{Nep}}$), as many as currently known around all solar-type stars. This matches the theoretical model of Ida & Lin (2005): the mass-distribution of close-in planets has two peaks centered at about the masses of Jupiter and Neptune, with the former preferentially populated around G-dwarfs and the latter around M dwarfs, reflecting how much matter remains available in the disk for accretion during the inward migration of the planet. Other theoreticians however take the view that many hot-Neptunes are actually evaporated hot-Jupiters (Baraffe et al. 2005). Better statistics on M-dwarf planets will help determine which of these mechanisms dominate.

A final striking characteristic of the current M-dwarf planets is that none has a period longer than the 2 months of Gl 876b. By contrast, 66% of the 164 planets known around solar-type stars have orbital periods above 100 days and their distribution is even observed to increase with period (Udry et al. 2003). With 5 planets known around M dwarfs, the probability that the long-period deficit amongst M-dwarf occurs by chance is thus less than $(0.34)^5 = 5 \times 10^{-3}$. The sensitivity of Doppler searches does degrade for longer periods however, and planets of M dwarfs have often been found close to the sensitivity floor of their respective discovery surveys, making detection biases potentially important. A full account is not currently possible from published information (our own high precision M-dwarf survey is still too recent to be very useful in this respect), but for periods shorter than the observing interval the sensitivity degrades only slowly ($\propto P - 1/3$). Some of the M-dwarf Doppler surveys have been observing for long enough (Bonfils et al. 2004; Butler et al. 2004) that detection biases make an unlikely full explanation for the lack of long period planets. That deficit therefore has to be at least in part intrinsic, perhaps reflecting smaller protoplanetary disks around the lower mass M dwarfs.

Acknowledgements. We thank our technical and scientific collaborators of the HARPS Consortium, ESO Head Quarter, and ESO La Silla, who have contributed with passion and competence to the success of the HARPS project. This study benefited from the support of the HPRN-CT-2002-00308 European programme. We are also grateful to Damien Ségransan who contributed additional ELODIE observations, and to Jean-Christophe Leyder and collaborators for using some of their own observing time to obtain critical confirmation observations.

References

- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman et al. 2005, *A&A*, 436, L47
 Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, *A&AS*, 119, 373
 Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2004, *Extrasolar Planets: Today and Tomorrow*, ASP Conf. Ser., 321, 101
 Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2005, *A&A*, 442, 635
 Bouchy, F., Pepe, F., & Queloz, D. 2001, *A&A*, 374, 733
 Butler, R. P., Vogt, S. S., Marcy, G. W., et al. 2004, *ApJ*, 617, 580
 Chabrier, G., & Baraffe, I. 2000, *ARA&A*, 38, 337
 Delfosse, X., Forveille, T., Perrier, C., et al. 1998a, *A&A*, 331, 581
 Delfosse, X., Forveille, T., Mayor, M., et al. 1998b, *A&A*, 338, L67
 Delfosse, X., Forveille, T., Ségransan, D., et al. 2000, *A&A*, 364, 217
 Endl, M., Cochran, W. D., Tull, R. G., et al. 2003, *AJ*, 126, 3099
 ESA 1997, *VizieR Online Data Catalog*, 1239, 0
 Gonzalez, G. 1997, *MNRAS*, 285, 403
 Hawley, S. L., Gizis, J. E., & Reid, N. I. 1997, *AJ*, 113, 1458
 Ida, S., & Lin, D. N. C. 2005, *ApJ*, 626, 1045
 Konacki, M., Torres, G., Jha, S., et al. 2003, *Nature*, 421, 507
 Leggett, S. K. 1992, *ApJS*, 82, 351
 Lin, D. N. C., Bodenheimer, P., & Richardson, D. C. 1996, *Nature*, 380, 606
 Lovis, C., Mayor, M., Bouchy, F., et al. 2005, *A&A*, 437, 1121.
 Marcy, G. W., Butler, R. P., Vogt, S. S., et al. 1998, *ApJ*, 505, L147
 Marcy, G. W., Cochran, W. D., & Mayor, M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 1285
 Marcy, G. W., Butler, R. P., Fischer, D., et al. 2001, *ApJ*, 556, 296
 Marcy, G. W., Butler, R. P., Fischer, D., et al. 2002, *ApJ*, 581, 1375
 Mayor, M., & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
 Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 20
 Mermilliod, J.-C., Mermilliod, M., & Hauck, B. 1997, *A&AS*, 124, 349
 Naef, D., Mayor, M., Beuzit, J.-L., et al. 2005, in *Proc. 13th Cool Stars Workshop*, 833
 Pepe, F., Mayor, M., Queloz, D., et al. 2004, *A&A*, 423, 385
 Rivera, E. J., Lissauer, J. J., Butler, R. P., et al. 2005, *ApJ*, in press
 Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2001, *A&A*, 373, 1019
 Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2004a, *A&A*, 415, 1153
 Santos, N. C., Bouchy, F., Mayor, M., et al. 2004b, *A&A*, 426, L19
 Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., et al. 2005, *A&A*, 437, 1127
 Udry, S., Mayor, M., & Santos, N. C. 2003, *A&A*, 407, 369
 Ward, W. R. 1997, *Icarus*, 126, 261
 Weis, E. W. 1994, *AJ*, 197, 1135
 Wright, J. T., Marcy, G. W., Butler, R. P., et al. 2004, *ApJS*, 152, 261

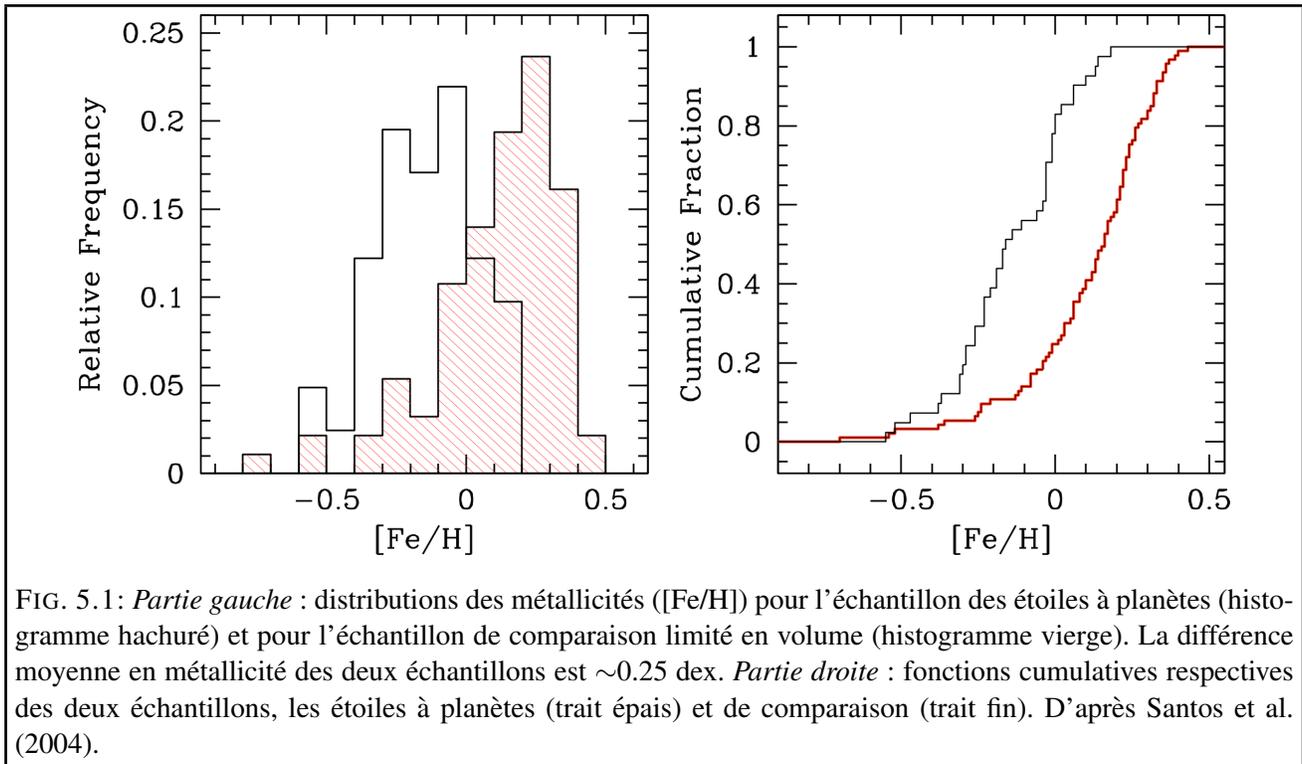
Métallicité des étoiles M

5.1 Introduction

Le besoin de contraintes nécessaires à la compréhension de la formation planétaire a ces dernières années motivé les observations. Les caractéristiques orbitales des nouveaux systèmes, telles que les courtes périodes des premières planètes détectées, ont pavé le champ des possibles. Il a d'abord fallu repenser la théorie pour appréhender la présence de planètes géantes si proches de leur étoile hôte. Des propriétés statistiques plus subtiles ont ensuite émergé des nouvelles détectées. Le déficit de planètes massives à courtes périodes ou celui de planètes de quelques dizaines de masses terrestres ($10-100M_{\oplus}$) et de périodes intermédiaires (0.1-1 AU) sont deux exemples des propriétés statistiques déductibles d'un diagramme masses-périodes suffisamment peuplé (Udry et al. 2000). Les propriétés statistiques des systèmes planétaires sont aujourd'hui nombreuses, je les décris en première partie de ce manuscrit (cf. Chap. 2).

Dans ce chapitre, nous nous intéressons tout particulièrement à la propriété qu'ont les étoiles hôtes de planètes d'être en moyenne plus riches en métaux comparées aux étoiles sans aucune planète autour (du moins sans aucune encore détectée). Le but de notre travail est de comprendre comment la masse de l'étoile entre en jeu dans la formation planétaire par la recherche et par l'étude de planètes orbitant les étoiles de plus faibles masses. Il nous faut donc nous arrêter sur la métallicité des étoiles M et voir si la métallicité des étoiles à planètes est une propriété statistique qui se vérifie pour les étoiles de faibles masses.

Au cours des prochains paragraphes, je reviens tout d'abord sur l'excès en métaux des étoiles à planètes. Dans le § 5.2 j'expose le cheminement des observations conduites pour les étoiles hôtes de types F, G ou K et les différents scénarios envisagés pour les expliquer. Dans les paragraphes suivants je m'intéresse plus particulièrement à la méthode pour déterminer la métallicité ; des étoiles de type solaire d'abord, des naines M ensuite. La démarche décrite nous permet de donner des métallicités précises pour une vingtaine de naines M qui, ajoutées aux meilleures déterminations déjà disponibles dans la littérature, nous permettent de dériver une calibration photométrique de la métallicité des étoiles M. Je résume dans ce paragraphe le cheminement qui conduit à cette calibration avant de donner les étapes pour établir une calibration spectroscopique, plus précise. Enfin, dans le dernier paragraphe de ce chapitre, nous passons en revue les applications de ce nouvel outil, notamment l'estimation de la métallicité des naines M à planètes connues et la distribution en métallicité des naines M du voisinage solaire.



5.2 L'excès de métaux dans les étoiles à planètes

5.2.1 Les observations

La caractérisation des étoiles hôtes en vue de contraindre la formation planétaire s'est faite dès les premières découvertes d'exoplanètes. Ces efforts ont permis à Gonzalez (1997) de remarquer très tôt l'inhabituel excès en métaux des étoiles à planètes, déjà après 4 candidats-planètes détectés. Cet excès confirmé par les nouvelles détections (Gonzalez 1998; Fuhrmann et al. 1998) restait cependant sujet à caution. D'une part les méthodes employées pour déterminer la métallicité des étoiles à planètes et des étoiles de comparaison (définies à partir des étoiles de Favata et al. (1997)) étaient différentes. D'autre part la détermination en métallicité utilisée par Gonzalez (1998) pour l'échantillon de comparaison était corrigée à tort du déficit d'étoiles à mouvements rapides (étoiles peu métalliques). La différence de métallicité mesurée pouvait refléter un biais entre les deux méthodes d'analyse plutôt qu'une réelle différence de composition chimique entre les deux échantillons (Santos et al. 2000a). Mais rapidement, Santos et al. (2000a, 2001) confirmèrent l'excès en métaux des étoiles à planètes à partir de deux échantillons définis et analysés de manière homogène. Ils choisirent les étoiles de comparaison à l'intérieure même de l'échantillon utilisé pour la recherche des exoplanètes. Ainsi, les étoiles avec ou sans planètes étaient soumises aux mêmes biais de sélection. Leurs distributions en métallicité, et les fonctions cumulatives respectives sont reproduites dans la Fig. 5.1.

L'excès en métaux des étoiles à planètes comparées aux étoiles sans planètes est aujourd'hui une propriété statistique communément admise (e.g. Santos et al. 2004; Gonzalez 2003; Reid 2002; Laws et al. 2003; Fischer & Valenti 2005).

5.2.2 Les scénarios envisagés

Pour expliquer l'excès en métallicité plusieurs scénarios ont été proposés (Gonzalez 1997, 1998). Ils se divisent en deux catégories. Les uns envisagent la différence de métallicité sous l'angle de la *pollution* de l'enveloppe convective stellaire par du matériel lourd. Les autres reposent sur l'hypothèse qu'une composition chimique *primordiale* plus métallique du nuage protostellaire favoriserait la formation de planètes. Autrement dit, les premiers supposent que l'excès en métaux est une conséquence de la formation planétaire, et les seconds qu'il en est la cause. Cela dit, les mécanismes proposés ne sont pas exclusifs et des évidences observationnelles existent pour chacun d'entre eux.

Pollution Pour ce type de scénario, l'effet produit n'est observable que si le matériel ne vient polluer qu'une couche externe de l'étoile. La provenance du matériel est multiple : planètes telluriques ou géantes gazeuses, planétésimaux, astéroïdes ou comètes (e.g. Gonzalez 1998; Laughlin & Adams 1997; Laughlin 2000; Gonzalez et al. 2001). Plusieurs mécanismes pour entraîner cette matière sur l'étoile sont également envisagés. Une planète peut venir se dissoudre dans son étoile si sa migration n'est pas stoppée (Goldreich & Tremaine 1980; Lin et al. 1996) et la migration peut être responsable de la chute de matériel plus léger poussé vers l'étoile.

De nombreuses observations étayent cette thèse. Par exemple, la détection de ${}^6\text{Li}$ dans la composition chimique de l'étoile à planète HD 82943 (Israelian et al. 2001) est interprétée par la chute d'une planète ou de planétésimaux sur son étoile. Le ${}^6\text{Li}$ d'une étoile est entièrement détruit pendant sa période précoce d'évolution quand elle est entièrement convective. La détection de cet isotope est donc révélatrice d'un apport de matière à un stade évolutif avancé de l'étoile. Barbieri & Gratton (2002) ont cherché à établir l'enrichissement en métaux en fonction des différentes propriétés cinématiques. Ces auteurs calculent les orbites d'étoiles pour un échantillon d'étoiles à planètes et un échantillon d'étoiles sans planètes. Ils montrent que pour chaque distance périalactique, si la métallicité moyenne des étoiles avec ou sans planètes varie, l'excès en métaux des étoiles à planètes est constant comparé aux étoiles sans planètes (Fig. 5.2.2). Ce résultat va dans le sens d'un enrichissement en métaux causé par la formation des planètes.

Primordiale Une composition chimique originale riche en métaux peut tout aussi bien expliquer l'excès en métaux des étoiles à planètes (Gonzalez 1998). On s'attend à ce que la formation de cœurs rocheux soit plus rapide et plus efficace pour des densités de matériel plus élevées. Ces mêmes cœurs peuvent accréter du gaz plus tôt pour former des planètes géantes avant que le gaz du disque ne se dissipe. La migration des planètes semble également, d'après les modèles, être plus efficace dans des milieux plus denses. Les planètes formées autour des étoiles les plus riches en métaux se retrouveraient plus souvent proches de leur étoile hôte et seraient naturellement les premières détectées par la méthode des vitesses radiales. Il devrait néanmoins en résulter une corrélation entre métallicité et demi-grand axe, ce qui n'est pour l'heure pas confirmé (e.g. Sozzetti 2004).

L'argument le plus fort en faveur de l'origine primordiale de l'excès en métaux est un argument contre le scénario de "pollution". Le matériel apporté à la surface de l'étoile se dilue dans l'enveloppe convective. L'effet attendu doit donc être inversement proportionnel à l'épaisseur de la couche convective, c'est-à-dire à la température de l'étoile, ce qui n'est pas observé (Fig. 5.3). En ce sens si "pollution" il y a ce n'est pas un mécanisme prépondérant.

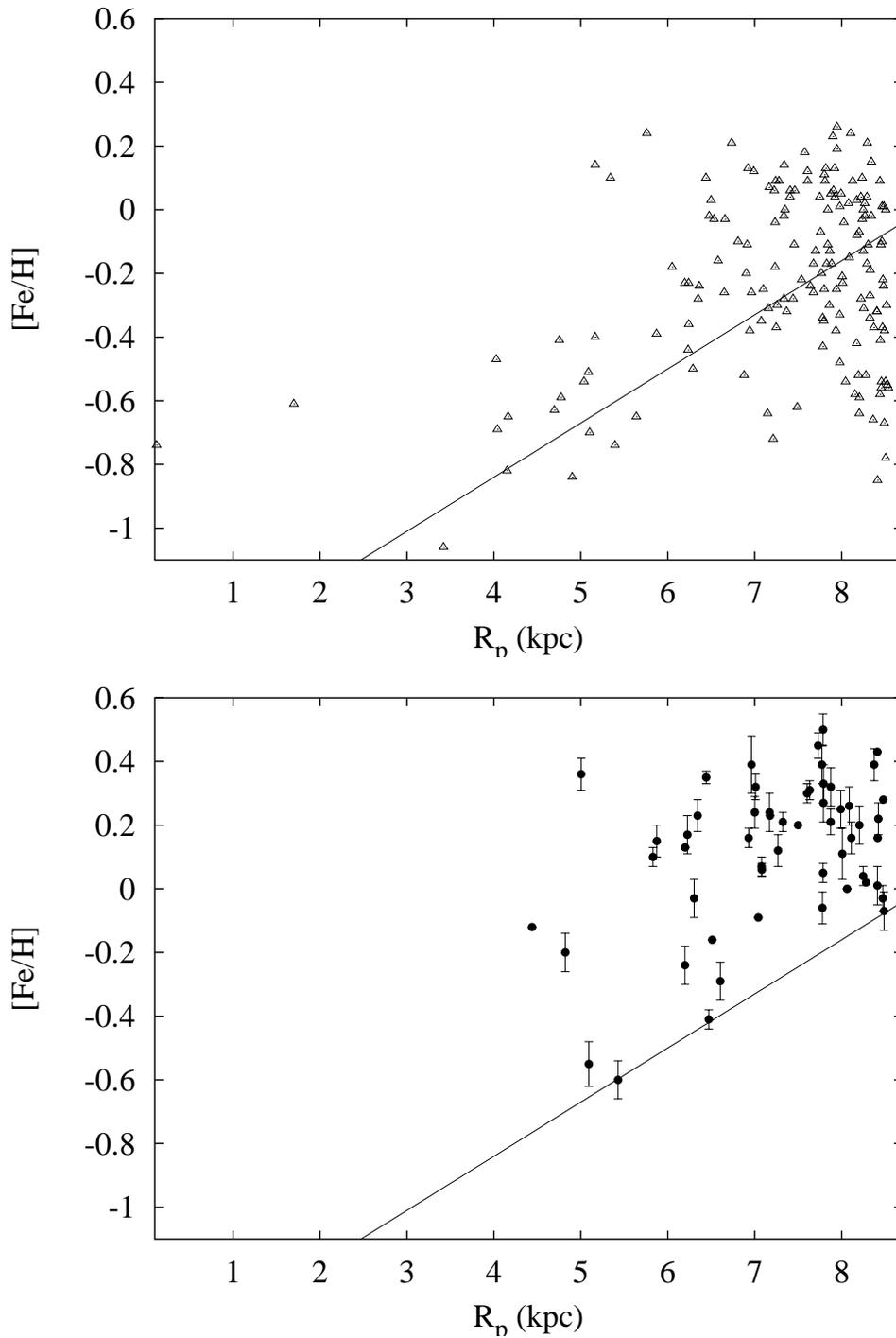


FIG. 5.2: *Haut* : Métallicité des étoiles sans planète connue en fonction de leur rayon périgalactique. *Bas* : Métallicité des étoiles à planètes en fonction de leur rayon périgalactique. D'après Barbieri & Gratton (2002).

5.3 Déterminer la métallicité

5.3.1 Le cas des étoiles F, G et K

Il existe plusieurs possibilités pour déterminer la métallicité des étoiles de type solaire, ou plus largement de types F, G et K. On peut par exemple choisir d'utiliser une calibration photométrique,

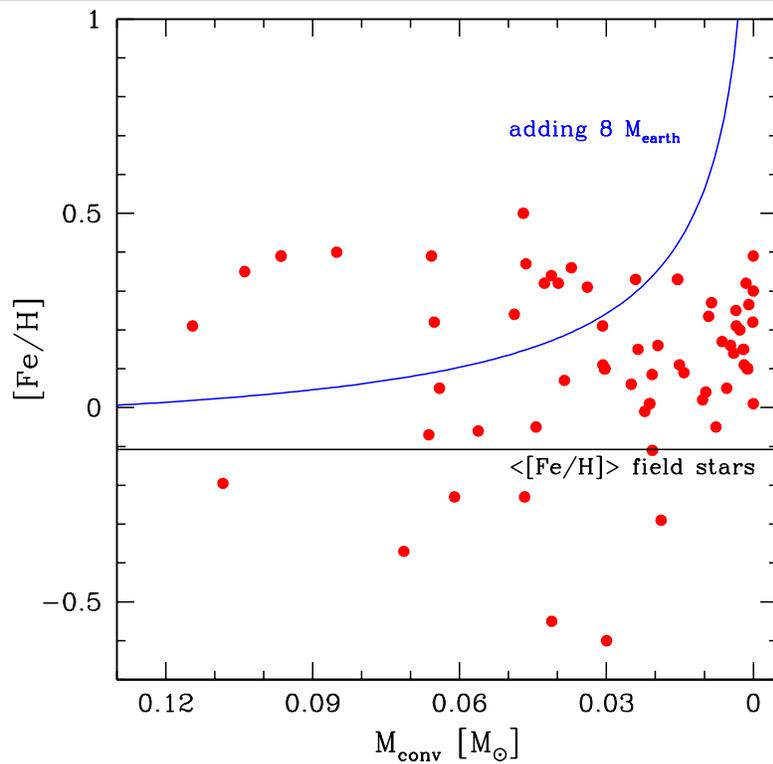


FIG. 5.3: Métallicité versus masse de l'enveloppe convective pour les étoiles à planètes. La ligne à $[Fe/H]$ constant représente le $[Fe/H]$ moyen pour les étoiles sans planètes. La courbe représente la métallicité mesurée si on ajoute $8 M_{\oplus}$ de fer à l'enveloppe convective d'une étoile ayant la métallicité moyenne des étoiles sans planètes. Il n'y a pas de corrélation entre la distribution des métallicités des étoiles à planètes et cette courbe. Extrait de Santos (2002).

mais si cette technique est simple et rapide, elle est aussi moins précise qu'une détermination spectroscopique. Les études concernant les exoplanètes (e.g. Gonzalez 1998; Santos et al. 2000a, 2001) sont des analyses spectroscopiques très proches. La même liste de raies spectrales, les mêmes modèles d'atmosphères (ATLAS 9, Kurucz 1993), le même code de synthèse (MOOG, Sneden 1973) et la même méthode pour déterminer les paramètres stellaires ont été utilisés. Ces choix ont été faits ainsi d'une part parce qu'ils permettent une détermination précise de la métallicité (~ 0.06 dex), mais aussi pour permettre une comparaison propre des résultats des différentes études.

Il y a typiquement trois paramètres qui peuvent influencer l'analyse chimique d'une étoile, pour ces études par exemple, en changeant la largeur équivalente des raies spectrales : la température effective (T_{eff}), la gravité de surface ($\log g$) et la microturbulence (ξ_r). La suite de ce paragraphe décrit comment chacun de ces paramètres atmosphériques influence la largeur équivalente des raies spectrales.

La microturbulence ξ_r Les modèles basiques, où l'élargissement des raies spectrales est à la fois naturel, dû à la température et à la pression (Gray 1992), ne rendent pas compte des largeurs équivalentes des raies spectrales saturées. Une manière de s'affranchir de ce problème est de considérer un processus d'élargissement qui agit sur des échelles plus petites que le libre parcours moyen des photons. On introduit ce processus à l'aide d'un paramètre libre *ad hoc* : la microturbulence (ξ_r). Ce nouveau paramètre aura pour effet de retarder la saturation des raies, et l'introduire dans les modèles permet d'améliorer significativement l'ajustement entre courbes de croissances théorique et observée.

La méthode habituelle pour obtenir le paramètre de microturbulence est simple : si la valeur choisie est correcte, alors toutes les raies spectrales doivent donner la même abondance, indépendamment de leur largeurs équivalentes. On peut donc calculer un modèle d'atmosphère pour une microturbulence donnée, puis changer cette valeur jusqu'à ce que la pente du diagramme abondance de Fe I versus largeur équivalente réduite ($\log EW/\lambda$) soit nulle (voir Fig. 5.4).

La température effective T_{eff} La largeur équivalente d'une raie spectrale résulte au premier ordre d'une compétition des processus d'excitation et d'ionisation. Cette compétition est arbitrée par la température dont dépendent fortement ces deux processus.

La largeur équivalente d'une raie en fonction de la température passe par un maximum permettant de distinguer grossièrement deux régimes. Pour les températures inférieures à ce maximum la largeur équivalente est gouvernée par l'excitation (et est croissante avec la température). Pour les températures supérieures à ce maximum l'ionisation devient le processus dominant : pour des températures croissantes l'opacité des ions prépondérants H^- augmente (et la largeur équivalente diminue).

Considérant ces processus pour des étoiles de type solaire (plasmas froids et fortement ionisés), on peut montrer (Gray 1992) que pour une petite raie spectrale d'élément neutre :

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dT} = \frac{\chi + 0.75 - I}{kT^2} \quad (5.1)$$

et que pour une petite raie spectrale d'élément ionisé :

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dT} = \frac{2.5}{T} + \frac{\chi + 0.75}{kT^2} - \Omega \quad (5.2)$$

où $R = l_v/k_v$ est le rapport entre l'absorption de la raie et celle du continuum, T est la température, χ le potentiel d'excitation, k la constante de Boltzmann, I le potentiel d'ionisation et où Ω est relatif à la pression électronique ($P_e = const.e^{\Omega T}$).

Dans les Eq. 5.1 et 5.2, pour T et Ω donnés, le rapport R ne dépend que de χ . Grâce aux équations de Boltzmann et de Saha, pour une température donnée, on a aussi accès au nombre d'électrons dans chaque état d'excitation et d'ionisation. On peut donc connaître l'abondance d'un élément pour chaque raie. Finalement, pour une température donnée, l'abondance est indépendante du potentiel d'excitation. Nous utilisons cette relation comme critère de convergence pour la température.

La gravité de surface $\log g$ La gravité de surface joue aussi un rôle important quant à la largeur des raies spectrales. La largeur équivalente est une quantité proportionnelle à R (le rapport entre absorption de la raie et absorption du continuum). Pour les étoiles de type solaire k_ν est principalement relié à l'abondance d'ion H^- , et donc proportionnel à la pression¹. La quantité l_ν , selon l'état considéré (neutre ou ionisé), ne réagit pas de la même manière à la pression. Comme dans le paragraphe précédent on peut (Gray 1992) dériver deux cas. Premièrement pour les éléments neutres on a :

$$l_\nu = const \cdot P_e \quad (5.3)$$

impliquant que :

$$R = l_\nu / k_\nu = const \frac{P_e}{P_e} = const \quad (5.4)$$

ce qui signifie que les largeurs équivalentes associées aux éléments neutres sont quasi-insensibles aux variations de pression. Dans le deuxième cas, considérant les éléments ionisés, on a :

$$l_\nu = const \quad (5.5)$$

d'où :

$$R = \frac{const}{P_e} \quad (5.6)$$

Ces deux relations nous permettent d'établir un critère de validité pour dériver la gravité d'une étoile de type solaire. Si la gravité estimée est correcte, la mesure des largeurs équivalentes doit nous fournir une abondance identique pour les raies de Fe I (dépendantes de la gravité) et de Fe II (indépendantes de la gravité).

MOOG Les paramètres atmosphériques des étoiles à planètes ont été déterminés par diverses études grâce à une analyse se plaçant à l'équilibre thermodynamique local (ETL). Nous l'avons mentionné plus haut ces études utilisent le code MOOG (Snedden 1973) et une grille d'atmosphères générée par (ATLAS9, Kurucz 1993) pour déterminer les abondances. MOOG permet de dériver les abondances pour chaque raie spectrale mesurée, étant donnés une atmosphère, la largeur équivalente mesurée, les paramètres atomiques de la raie ($\log gf$ et χ_i), et la longueur d'onde résiduelle. Le programme procède par itérations pour des abondances toujours différentes recalculant les largeurs équivalentes de la liste de raies jusqu'à ce qu'elles correspondent à celles mesurées. Le processus peut être décrit selon le schéma suivant :

1. Un modèle d'atmosphère est généré (interpolé sur la grille de Kurucz) à partir des valeurs estimées des paramètres atmosphériques T_{eff} , $\log g$, ξ_t et $[Fe/H]$. Cette atmosphère et les mesures de largeurs équivalentes sont introduites dans le programme MOOG. Le programme calcule l'abondance de chaque raie spectrale en utilisant le model d'atmosphère ;

¹Parler de pression ou de gravité de surface est équivalent. Ces deux quantité sont proportionnelles pour les étoiles de type solaire.

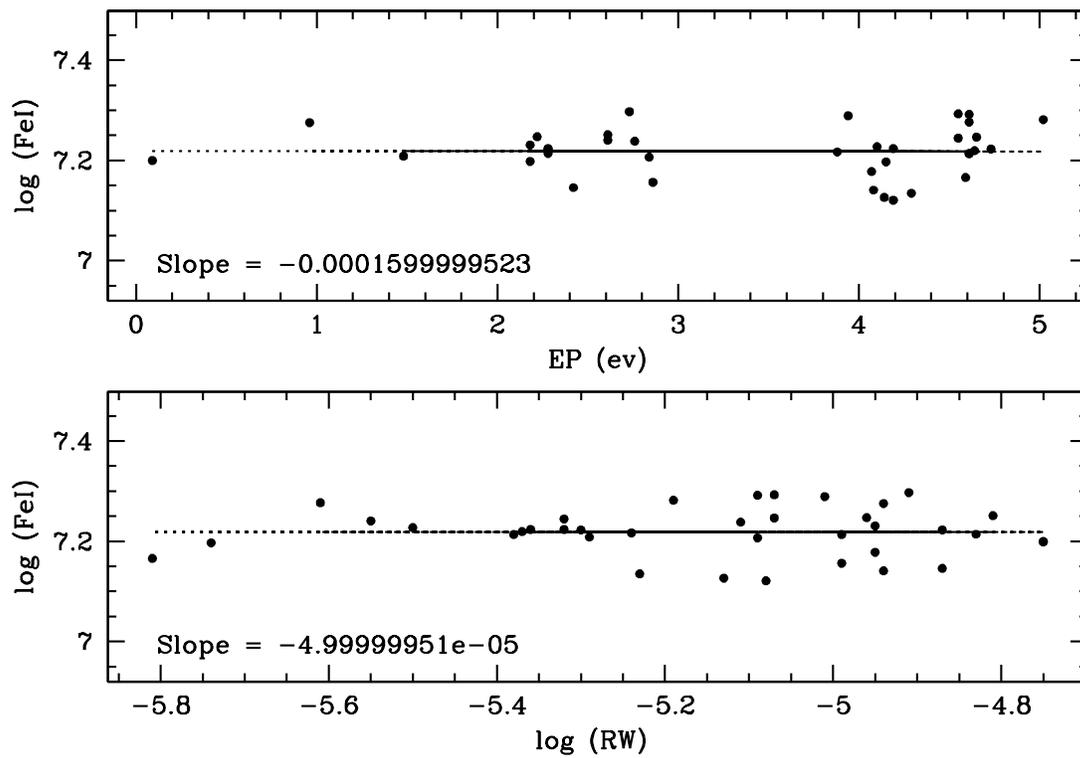


FIG. 5.4: Abondances de Fe I en fonction du potentiel d'excitation EP (ou χ)(figure du haut) et en fonction de la largeur équivalente réduite (figure du bas). La température et la microturbulence ont été ajustées jusqu'à ce que la pente soit nulle pour les deux relations.

2. Détermination de la microturbulence : un diagramme $\log \epsilon(\text{Fe I})$ vs. $\log (W_\lambda/\lambda)$ est tracé ; si la pente de la relation entre ces deux variables n'est pas zéro, un nouveau model d'atmosphère est produit avec une valeur différente de microturbulence (point 1) et le processus recommence. Les autres paramètres atmosphériques restent inchangés ;
3. Détermination de la température : un diagramme $\log \epsilon(\text{Fe I})$ vs. χ_I est tracé ; si la pente de la relation entre ces deux variables n'est pas zéro, un nouveau modèle d'atmosphère est produit avec une valeur différente pour la température (point 1) et le processus recommence jusqu'à obtenir une pente nulle. Les autres paramètres restent inchangés ;
4. Détermination de la gravité de surface : on compare l'abondance moyenne obtenue à partir des raies de Fe I d'une part et de Fe II d'autre part. On procède là encore par itérations en changeant la valeur de $\log g$ pour produire les modèles d'atmosphères successifs jusqu'à ce que ces abondances moyennes soient similaires. Les autres paramètres atmosphériques restent inchangés ;
5. Quand tous ces paramètres sont déterminés, l'abondance de fer obtenue est à son tour utilisée pour générer un nouveau modèle d'atmosphère ; et le processus recommence jusqu'à obtenir la convergence des 4 paramètres (T_{eff} , $\log g$, ξ_t , $[\text{Fe}/\text{H}]$).

En pratique, ce processus itératif peut être conduit en changeant tous les paramètres en même temps. L'erreur obtenue est typiquement 50 K pour T_{eff} , 0.15 dex pour $\log g$, 0.10 dex pour ξ_t et 0.06 dex pour $[\text{Fe}/\text{H}]$.

5.3.2 Le cas des naines M

Déterminer la métallicité des étoiles M à partir de leur spectre n'est pas une tâche facile. Ces étoiles sont froides (~ 2100 K (M9) $< T_{eff} < \sim 3800$ K (M0)) et riches en composés moléculaires (TiO, VO, H₂O, CO, FeH, CrH...). Ces composés, qui définissent spectroscopiquement la classe M, sont d'autant plus abondants et forment des bandes moléculaires d'autant plus larges et plus profondes que l'étoile est plus froide. Les bandes moléculaires effacent le continuum des spectres. Une analyse spectroscopique "raie spectrale-par-raie spectrale" est impossible pour les M tardives et la synthèse du spectre tout entier doit être entreprise. Cela dit, les obstacles ne sont pas que pratiques, les modèles d'atmosphères ne reproduisent pas encore les spectres avec les détails accessibles à haute résolution (principalement parce que les bases de données d'opacités moléculaires ne sont pas complètes). La synthèse spectrale peut donc laisser un doute quand à la fiabilité des déterminations de métallicité.

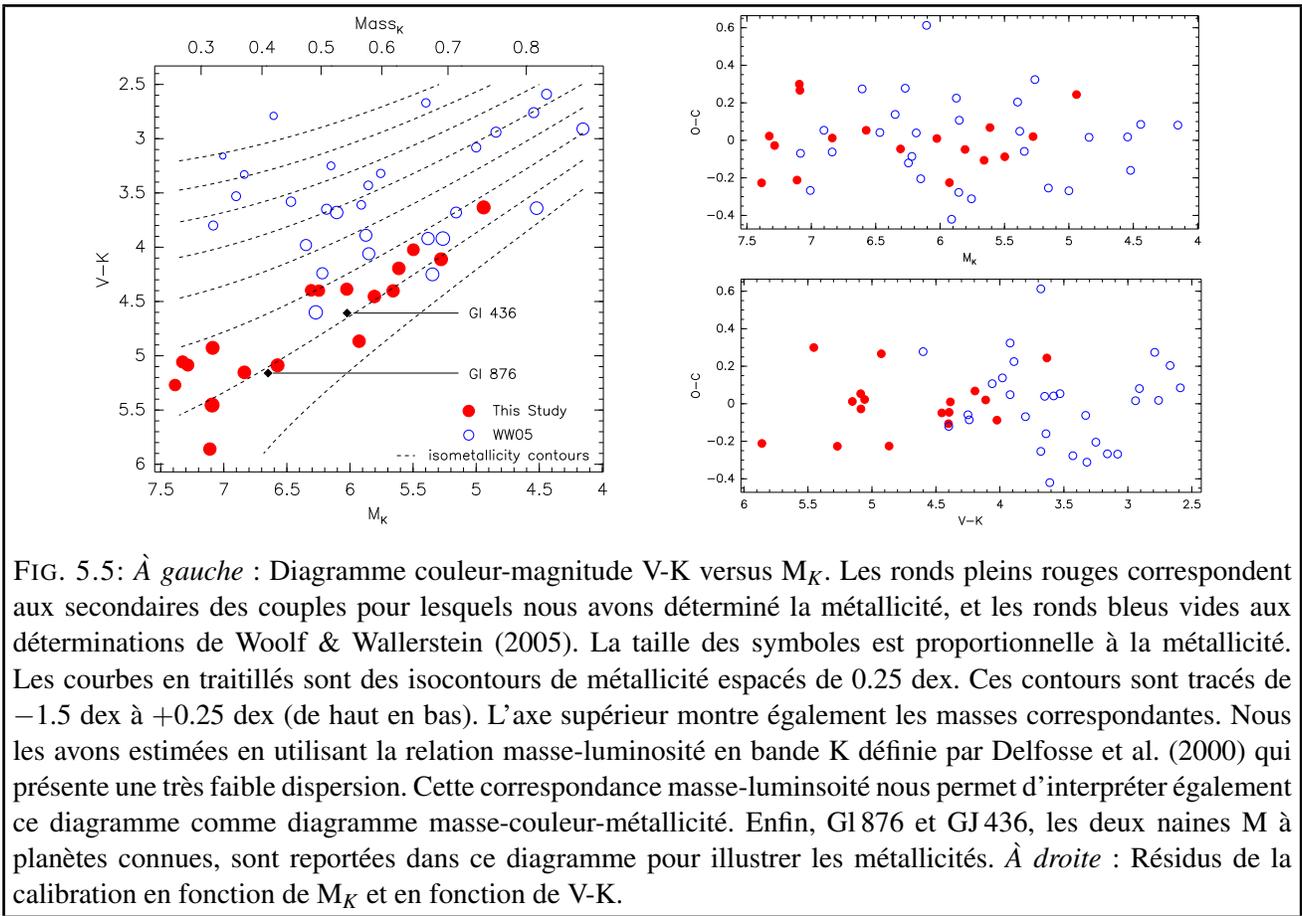
Nous avons choisi une stratégie différente. Nous nous sommes intéressés à un échantillon d'étoiles binaires visuelles composées d'une primaire de type F, G ou K, pour lesquelles il est relativement aisé d'estimer la métallicité (voir § précédent), et d'une secondaire de type M. En faisant l'hypothèse simple que ces couples se sont formés à partir d'un même nuage protostellaire, c'est-à-dire que ces étoiles partagent la même composition chimique globale, déterminer la métallicité de l'étoile primaire nous donne du même coup la métallicité de l'étoile secondaire de type M.

A partir du catalogue d'étoiles proches de Gliese & Jahreiß (1991), du catalogue des binaires séparées et des systèmes multiples proches de Poveda et al. (1994) et du catalogue des binaires physiques HIPPARCOS (Gould & Chanamé 2004), nous avons compilé une liste d'étoiles binaires. Nous avons également appliqué quelques critères de sélection dans le choix des couples. Premièrement nous les avons choisis séparés de plus de 5" de manière à faciliter l'observation de la composante M faiblement lumineuse. Nous nous sommes restreints à des secondaires plus brillantes que $V=14$. Et enfin, nous avons éliminé les étoiles en rotation rapide et les binaires spectroscopiques. Nous avons trouvé ~ 70 couples compatibles avec ces critères (Table 5.1).

Aujourd'hui, la plupart ont été observés à l'aide des spectrographes à haute résolution ELODIE (OHP, France) et FEROS (La Silla, ESO, Chili). Les métallicités des étoiles accessibles depuis l'OHP ont été publiées (Bonfils et al. 2005b) et celles des étoiles restantes sont en cours d'analyse.

TAB. 5.1: Sélection de binaires séparées composées d'une secondaire de type M

Primaries					Secondaries				
Name	α (2000)	δ (2000)	m_V	Typ.	Name	α (2000)	δ (2000)	m_V	Typ.
NLTT 217	00:06:19.2	-49:04:30.8	5.7	-	NLTT218	00:06:19.2	-49:04:34.8	12.2	-
NLTT 403	00:09:15.7	+25:16:55.1	7.8	-	NLTT397	00:09:13.9	+25:16:39.0	11.3	-
GI 1021 A	00:45:45.6	-47:33:06.0	5.8	G1V	CD-48 176B	00:45:43.5	-47:33:00.0	13.5	M
GI 34A	00:49:06.3	+57:48:54.6	3.4	F9V	GI34B	00:49:05.2	+57:49:03.8	7.5	M0V
GI 53.1 A	01:07:37.9	+22:57:17.9	8.4	K4V	GI53.1B	01:07:35.7	+22:57:16.0	13.6	M3
NLTT 4603	01:23:02.6	-12:57:57.8	7.9	-	NLTT4599	01:23:00.6	-12:57:30.3	10.5	-
GI 59 A	01:33:15.8	-24:10:40.7	7.0	K0V	GI59B	01:32:58.0	-24:14:24.0	12.8	K7
NLTT 6529	01:57:09.6	-10:14:32.7	6.4	-	NLTT6530	01:57:11.1	-10:14:53.3	12.0	-
NLTT 6581	01:57:53.3	-28:50:46.1	8.3	-	NLTT6583	01:57:54.4	-28:51:25.3	13.0	-
NLTT 7066	02:07:34.3	+00:37:02.7	6.9	-	NLTT7064	02:07:32.0	+00:35:49.1	12.2	-
GI 100 A	02:29:01.7	-19:58:45.0	8.8	K4	GI100C	02:28:57.0	-19:59:06.0	12.9	M2.5
GI 105 A	02:36:04.9	+06:53:12.7	5.8	K3V	GI105B	02:36:05.2	+06:53:12.0	11.7	M4
NLTT 8789	02:44:12.0	+49:13:42.3	4.1	F7V	NLTT8787	02:44:10.2	+49:13:54.1	10.7	-
NLTT 9579	02:59:36.2	-25:16:26.9	5.7	-	NLTT9563	02:59:23.8	-25:15:32.0	13.5	-
NLTT 9699	03:04:09.6	+61:42:21.3	6.6	G4V	NLTT9726	03:04:43.4	+61:44:09.0	13.2	M3
NLTT 11118	03:29:22.7	-62:56:15.3	4.7	F5	NLTT11119	03:29:29.0	-62:56:47.8	10.6	M0.5
NLTT 11499	03:39:33.6	+18:23:05.7	8.2	-	NLTT11500	03:39:34.9	+18:18:51.6	12.6	-
GI 157 A	03:57:28.7	-01:09:34.0	8.2	K4	GI157B	03:57:28.9	-01:09:23.5	11.5	M3
GI 166 A	04:15:16.3	-07:39:10.3	4.4	K1V	GI166C	04:15:18.1	-07:39:39.0	11.2	M4.5
GI 171.1 A	04:35:55.2	+16:30:33.5	0.9	K5III	GI171.1B	04:35:57.0	+16:30:22.0	13.5	M2
NLTT 14437	05:02:17.1	-56:04:50.3	7.0	-	NLTT14447	05:02:22.6	-56:05:54.5	11.7	-
GI 211	05:41:20.3	+53:28:51.8	6.2	K1	GI212	05:41:30.7	+53:29:23.3	9.8	M1
NLTT 15973	06:03:14.9	+19:21:38.7	9.3	-	NLTT15974	06:03:14.5	+19:21:33.8	13.3	-
NLTT 16354	06:16:18.8	-59:12:48.3	6.4	-	NLTT16355	06:16:14.3	-59:12:27.5	13.7	-
GI 231.1 A	06:17:16.1	+05:06:00.4	5.7	F9V	GI231.1B	06:17:11.0	+05:07:06.0	13.3	M3.5
NLTT 16494	06:23:57.8	-45:56:50.8	7.9	-	NLTT16495	06:24:03.6	-45:56:13.1	13.2	-
NLTT 16540	06:27:11.4	-25:51:23.1	6.1	-	NLTT16541	06:27:13.4	-25:50:52.8	12.1	-
HD 263175 A	06:46:05.1	+32:33:20.4	8.8	K3	HD263175B	06:46:03.2	+32:32:57.0	12.2	M0.5
GI 250 A	06:52:18.1	-05:10:25.4	6.6	K3	GI250B	06:52:16.1	-05:10:12.0	10.1	M2
NLTT 17951	07:29:21.9	-14:59:54.3	6.0	-	NLTT17952	07:29:21.8	-15:00:14.9	12.2	-
NLTT 19073	08:10:39.8	-13:47:57.1	5.5	F7	NLTT19072	08:10:34.3	-13:48:51.5	12.3	M2
GI 324 A	08:52:35.8	+28:19:51.0	5.5	G8	GI324B	08:52:33.4	+28:20:05.0	13.1	M3.5
NLTT 21678	09:24:28.5	+06:21:01.3	7.6	-	NLTT21671	09:24:23.9	+06:22:41.8	14.0	-
NLTT 24398	10:28:03.9	+48:47:07.6	6.4	-	NLTT24397	10:28:04.0	+48:47:12.4	13.2	-
NLTT 24513	10:30:37.6	+55:58:49.9	4.8	-	NLTT24505	10:30:25.3	+55:59:56.8	8.9	-
GI 425 A	11:21:26.7	-20:27:13.6	8.8	K4	GI425B	11:21:26.6	-20:27:09.3	11.3	M1
NLTT 28541	11:47:30.3	+77:02:23.7	8.8	-	NLTT28520	11:47:12.7	+77:02:35.9	12.0	-
NLTT 29769	12:09:28.5	-11:51:25.4	6.8	-	NLTT29772	12:09:29.2	-11:51:25.6	9.7	-
NLTT 30918	12:29:51.9	-16:30:55.5	2.9	-	NLTT30916	12:29:50.9	-16:31:15.0	9.7	-
GI 1161 A	12:35:33.6	-34:52:54.9	7.8	K5	GI1161B	13:35:25.7	-34:53:08.0	11.9	M2.5
NLTT 33175	13:11:21.4	+09:37:33.6	8.7	-	NLTT33176	13:11:22.5	+09:36:13.1	13.0	-
GI 505 A	13:16:51.1	+17:01:01.9	6.7	K2	GI505B	13:16:51.5	+17:00:59.9	9.8	M0.5
NLTT 36193	14:04:58.7	+01:56:59.0	8.8	-	NLTT36190	14:04:55.9	+01:57:23.2	13.4	-
GI 544 A	14:19:34.9	-05:09:04.3	7.6	K1	GI544B	14:19:35.9	-05:09:08.0	14.5	M6
GI 549 A	14:25:11.8	+51:51:02.7	4.0	F7	GI549B	14:25:14.9	+51:51:56.0	11.5	M2
GI 559	14:39:36.5	-60:50:02.3	0.1	G2V	GI551	14:29:42.9	-62:40:46.1	11.0	M5.5
NLTT 38100	14:41:28.8	+13:36:05.3	8.4	-	NLTT38102	14:41:30.3	+13:37:36.4	13.5	-
NLTT 38064	14:42:30.4	-64:58:30.6	3.2	-	NLTT38065	14:42:28.6	-64:58:41.4	9.5	-
NLTT 38552	14:51:02.3	+09:43:25.2	7.6	-	NLTT38553	14:51:01.9	+09:43:19.8	9.7	-
NLTT 39881	15:19:18.8	+01:45:55.2	5.0	-	NLTT39880	15:19:19.3	+01:46:04.5	10.1	-
NLTT 40385	15:28:51.9	+57:26:42.6	6.9	-	NLTT40401	15:29:09.3	+57:24:42.0	12.0	-
NLTT 40568	15:33:58.6	+20:57:27.1	10.2	-	NLTT40569	15:33:58.3	+20:56:34.4	13.7	-
NLTT 41167	15:47:29.1	-37:54:58.6	6.0	-	NLTT41169	15:47:30.1	-37:55:08.3	13.5	-
GI 601 A	15:55:08.6	-63:25:50.6	2.8	F2III	GI601B	15:54:44.8	-63:25:45.0	13.2	M
NLTT 41953	16:05:53.4	+10:41:06.0	8.3	-	NLTT41941	16:05:38.8	+10:42:11.0	13.0	-
GI 615.2 A	16:14:40.9	+33:51:31.0	5.7	-	GI615.2C	16:13:56.3	+33:46:24.3	12.2	M
NLTT 41930	16:15:45.4	-84:07:28.4	8.7	-	NLTT41937	16:15:51.7	-84:07:16.9	13.6	-
GI 666 A	17:19:03.8	-46:38:10.4	5.7	G8V	GI666B	17:19:03.0	-46:38:13.1	8.9	M0
NLTT 45435	17:46:27.5	+27:43:14.1	3.4	-	NLTT45430	17:46:25.1	+27:43:01.3	10.3	-
NLTT 45789	18:00:38.9	+29:34:18.9	7.1	-	NLTT45791	18:00:45.4	+29:33:56.8	13.1	-
NLTT 45831	18:04:42.6	-59:12:34.4	6.9	-	NLTT45832	18:04:41.1	-59:12:08.1	14.0	-
NLTT 47955	19:35:09.7	-25:08:04.3	9.3	-	NLTT47952	19:35:07.1	-25:07:44.5	13.5	-
NLTT 48226	19:46:25.6	+33:43:39.4	5.0	-	NLTT48228	19:46:27.6	+33:43:48.9	9.7	-
GI 768.1 A	19:51:01.6	+10:24:56.6	5.1	F8V	GI768.1B	19:51:01.1	+10:24:43.0	13.1	M3.5
GI 771 A	19:55:18.8	+06:24:24.4	3.7	G8IV	GI771B	19:55:18.8	+06:24:26.0	11.4	M3
GI 783.2 A	20:11:06.1	+16:11:16.8	7.3	K1V	GI783.2B	20:11:08.0	+16:11:27.0	13.9	M4
GI 797 A	20:40:45.1	+19:56:07.9	6.4	G5V	GI797B	20:40:43.3	+19:55:49.0	11.9	M2.5
GI 806.1 A	20:46:12.7	+33:58:12.9	2.5	K0III	GI806.1B	20:46:12.7	+33:58:12.0	13.4	M3
GI 819 A	21:07:10.4	-13:55:22.6	7.3	K1V	GI819B	21:07:10.4	-13:55:26.7	10.4	K7
NLTT 50541	21:09:22.6	-73:10:23.7	5.7	-	NLTT50542	21:09:23.9	-73:10:27.0	14.0	-
NLTT 50860	21:14:47.4	+38:02:42.3	3.8	-	NLTT50859	21:14:46.8	+38:01:13.0	12.3	-
NLTT 52808	22:03:53.0	-24:50:47.0	8.5	-	NLTT52810	22:03:57.7	-24:52:31.0	12.6	-
NLTT 54606	22:42:36.9	-47:12:38.0	6.0	GOV	NLTT54607	22:42:37.5	-47:12:42.3	9.9	M0.5
NLTT 54819	22:46:41.6	+12:10:22.4	4.2	F7V	NLTT54820	22:46:42.4	+12:10:21.0	12.4	M1
NLTT 56294	23:16:13.0	-28:22:59.9	9.3	-	NLTT56292	23:16:11.1	-28:23:03.9	14.0	-
NLTT 56477	23:19:24.0	-05:07:27.7	5.6	-	NLTT56476	23:19:24.2	-05:07:17.6	11.6	-
NLTT 56881	23:26:40.4	+45:20:17.3	7.4	-	NLTT56879	23:26:39.7	+45:21:14.4	12.4	-
NLTT 57309	23:35:28.9	+31:01:01.7	6.9	-	NLTT57311	23:35:29.5	+31:00:58.5	13.9	-



5.4 Calibrer la métallicité

Nous l'avons dit en introduction, nous nous intéressons à la métallicité des naines M pour vérifier si l'excès en métaux des étoiles à planètes est aussi une propriété statistique des étoiles de faibles masses. Pour cela il nous faut être capable d'estimer la métallicité de naines M individuelles et pas seulement de naines appariées à une étoile plus chaude. La deuxième étape de notre travail a donc été la recherche d'une calibration de la métallicité en utilisant les métallicités déterminées pour les couples comme calibrateurs.

5.4.1 Une calibration photométrique

Pour mener à bien ce travail nous nous sommes aidés de métallicités de naines K tardives et de naines M précoces récemment publiées par Woolf & Wallerstein (2005). Ces auteurs ajustent des spectres synthétiques aux spectres observés afin d'en déduire la métallicité. Nous venons de souligner la difficulté de cette approche. Néanmoins Woolf & Wallerstein s'intéressent aux M les plus précoces, utilisent une version récente du modèle PHOENIX (Allard & Hauschildt 1995) et observent des M en majorité peu métalliques. Leurs déterminations sont donc peu affectées par les imperfections des modèles (leur continuum est effacé dans une moindre mesure car leur température est relativement élevée et leur métallicité faible), elles sont complémentaires aux nôtres et nous permettent d'accentuer la dynamique en métallicité de notre échantillon. Bien sûr, une meilleure dynamique en métallicité va nous permettre de trouver plus facilement un indicateur pour dériver la calibration recherchée.

La figure 5.5 montre l'effet de la métallicité dans un diagramme d'Hertzsprung-Russell M_K vs $V-K$, avec une taille de symboles proportionnelle à la métallicité de l'étoile correspondante. Parmi les données photométriques disponibles, ce diagramme couleur-magnitude nous a semblé le mieux contraster l'effet de métallicité. A partir d'une telle figure, il est évident que les étoiles les moins métalliques sont également les étoiles les plus bleues, pour une magnitude absolue M_K donnée.

L'ajustement polynomial suivant donne une calibration photométrique de la métallicité :

$$[Fe/H] = 0.295 - 1.548M_K + 0.094M_K^2 + 1.858(V - K) - 0.139(V - K)^2, \quad (5.7)$$

valide pour $M_K \in [4,7.5]$, $V-K \in [2.5,6]$ et $[Fe/H] \in [-1.75,+0.25]$, et avec une dispersion de ~ 0.2 dex.

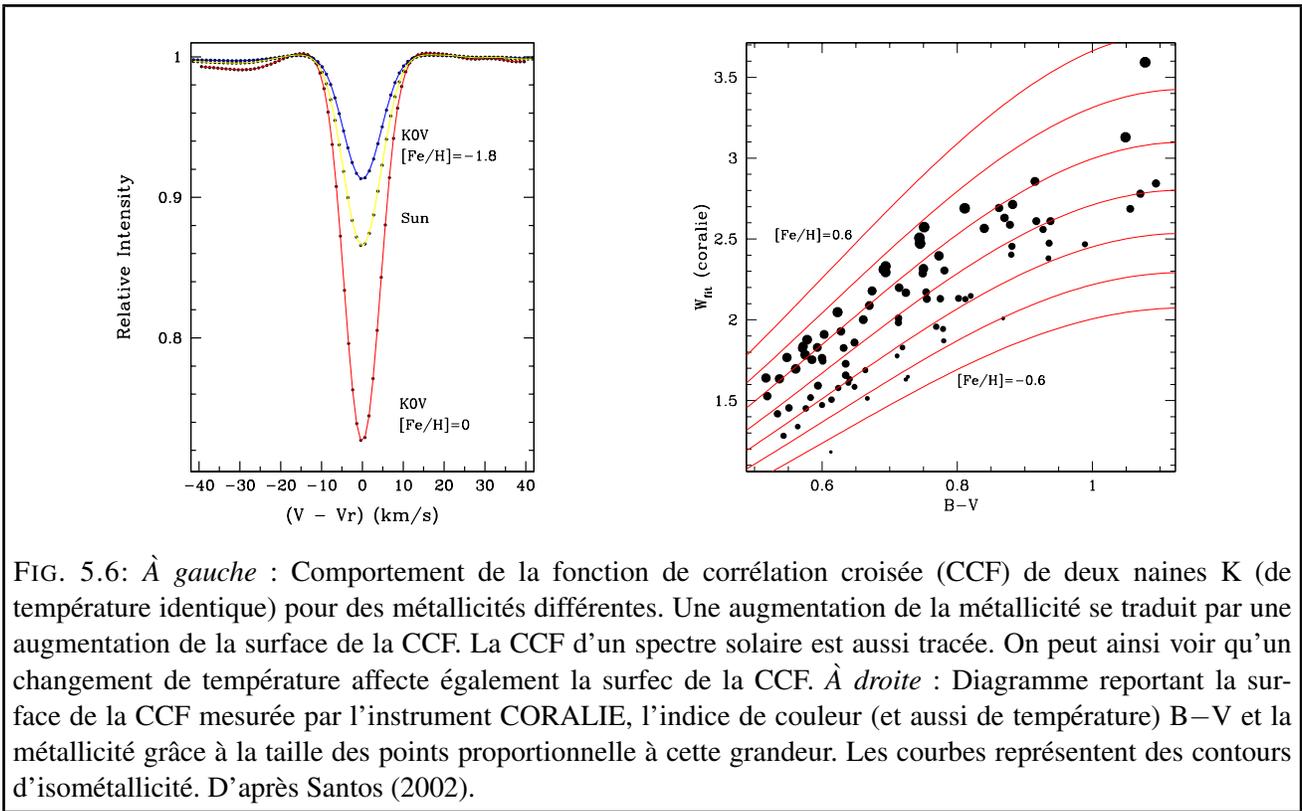
La figure 2 montre aussi les résidus de cette calibration. Il n'y a pas de dépendance des résidus en M_K et en $V - K$ ce qui démontre la validité de la calibration pour le domaine considéré. Aussi les résidus de nos déterminations sont cohérents avec ceux des déterminations de Woolf & Wallerstein (2005), de sorte que si une systématique existe entre nos deux études elle est vraisemblablement petite.

5.4.2 Calibration spectroscopique

Calibration photométrique vs. spectroscopique La photométrie n'est autre que de la spectroscopie à très basse résolution. Dans la calibration photométrique établie ci-dessus, chaque bande photométrique correspond à un ensemble de raies spectrales plus ou moins sensibles à la métallicité. Par exemple, plus l'étoile est froide plus les molécules diatomiques et triatomiques sont abondantes et augmentent l'opacité en bande V, faisant de cette bande une bande très sensible à la métallicité. Mais isoler avec une plus grande résolution les zones du spectre sensibles à la métallicité doit fournir une calibration spectroscopique beaucoup plus précise. On peut dans ce but s'aider de la corrélation numérique d'un spectre avec un masque (voir § 3.4) et/ou de modèles pour localiser les zones adéquates dans les spectres.

Métallicité et corrélation numérique Dans la Sect. 3.4 nous décrivions la fonction de corrélation croisée (CCF) comme la moyenne de raies spectrales vues au travers du masque utilisé. Nous venons aussi de voir (§5.3.1) que les raies spectrales de métaux sont sensibles à la température et à la métallicité. Comme la CCF résulte de la corrélation d'un spectre stellaire et d'un masque construit à partir de raies spectrales essentiellement métalliques, elle est aussi sensible aux paramètres atmosphériques stellaires. C'est ce qu'illustre la figure 5.6 (partie gauche). L'aire du profil de corrélation change selon la température ou la métallicité. Pour les étoiles de type solaire il est ainsi possible d'établir une relation entre la surface du pic de corrélation, la température (ou de tout indice de couleur indicateur de température) et la métallicité (cf. Fig. 5.6)(Santos 2002).

Le cas des naines M Pour appliquer une telle méthode à la métallicité des naines M, il faut d'une part que l'aire du pic de corrélation de ces étoiles soit de la même manière sensible à la métallicité et d'autre part, pour bien dissocier l'effet de la température de l'effet de métallicité, il faut une grandeur sensible à la température et peu sensible à la métallicité. Par exemple nous venons de voir que la photométrie en bande V est très sensible à la métallicité ce qui rend toute combinaison photométrique avec V peu pratique comme indice de température. On ne peut pas utiliser $B-V$ comme indice de température à l'instar de la calibration établie pour les étoiles de types F, G et K.



En revanche, les relations masse-luminosité établies dans les bandes photométriques infrarouges montrent une très faible dispersion comparée à la relation masse-luminosité établie en bande V. C'est que les bandes photométriques J, H et K sont peu sensibles à la métallicité. Pour illustrer la relation entre la surface du pic de corrélation, la température et la métallicité, la représentation la plus contrastée correspond à la Fig 5.7. On a choisi d'utiliser la différence des aires des pics de corrélations produits avec les masques K0 et M4 pour mesurer les variations d'aire du pic de corrélation, la magnitude absolue M_K comme indice de température, et la métallicité (toujours représentée par une taille proportionnelle des symboles) est calculée pour les étoiles du programme ELODIE grâce à la calibration photométrique que nous venons d'établir. Ce choix favorise naturellement les raies spectrales utilisées dans le masque M4 et qui ne sont pas dans le masque K0, c'est-à-dire les raies spectrales des composés moléculaires (TiO, VO...).

A partir de ce diagramme il est clair qu'une calibration spectroscopique telle que dérivée par Santos (2002) est possible. Pour dériver une version spectroscopique de la calibration en métallicité il est préférable d'utiliser des calibrateurs plutôt qu'estimer les métallicités à l'aide de la calibration photométrique puis de calibrer à nouveau. Pour l'heure nous n'avons pas observé toutes les étoiles de l'étude de Woolf & Wallerstein et nous n'avons donc pas autant de calibrateurs spectroscopiques qu'utilisés pour la calibration photométrique. Ce travail s'inscrit dans les perspectives futures et avec l'analyse des couples observés restants nous pourrions rapidement donner une calibration plus précise de la métallicité.

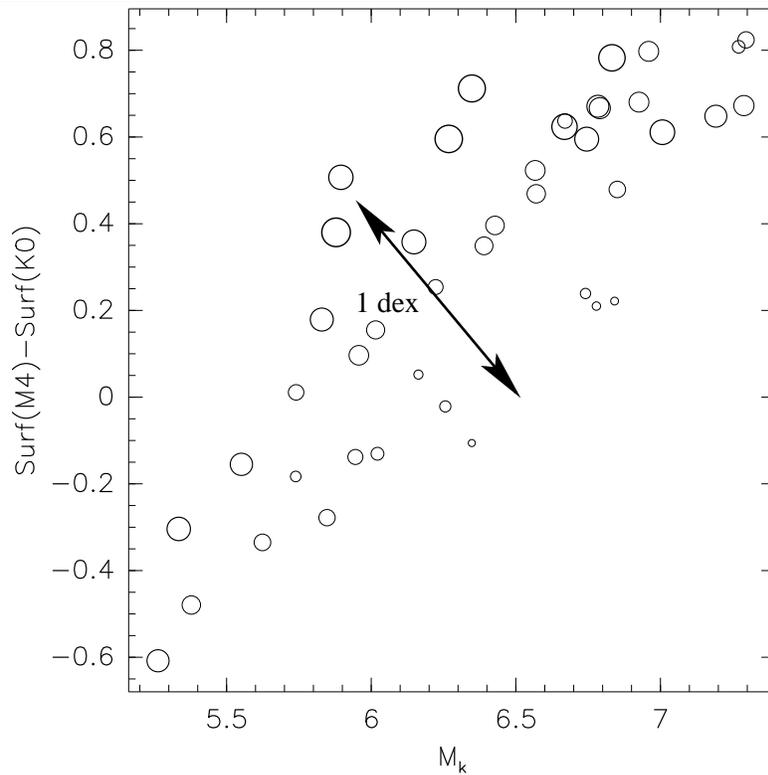


FIG. 5.7: Diagramme représentant la différence des aires de la CCF selon le masque utilisé (ici, deux masques construits à partir de spectres d'étoiles de types M4 et K0), la magnitude absolue en bande K et la métallicité pour 43 naines M du programme ELODIE. La taille des symboles représente la métallicité de l'étoile correspondante, d'après la calibration photométrique (Eq. 5.7). Pour une magnitude absolue donnée, il est clair que la surface de la CCF calculée avec le masque M4 est d'autant plus grande comparée à la surface de la CCF calculée avec le masque K0 que la métallicité de l'étoile est grande.

5.5 Applications et perspectives

Aujourd'hui, la calibration photométrique établie nous permet d'estimer la métallicité des naines M à planète connues, nommément Gl 876, Gl 436 et Gl 581. Leur métallicité est approximativement solaire (Bonfils et al. 2005b,c) et ne permet pas, pour l'heure, de conclure quant à la continuité vers les étoiles de faibles masses d'un excès de métaux pour les étoiles à planètes. A n'en pas douter les nouveaux programmes de recherche, avec HARPS notamment, vont révéler de nouvelles planètes orbitant des naines M et nous pourrons alors faire l'étude statistique correspondante.

Notre calibration photométrique nous a également permis d'estimer la métallicité d'un échantillon de naines M limité en volume et de comparer sa distribution en métallicité avec les étoiles de type solaire du voisinage. Il apparaît que les deux distributions sont comparables, les naines M étant peut-être légèrement sous métalliques (voir Fig. 5.5). Cette différence a un niveau de confiance de $\sim 2.6 \sigma$ et pour la vérifier il nous faudra une fois encore agrandir l'échantillon, c'est-à-dire appliquer la calibration à un plus grand nombre d'étoiles tout en s'assurant qu'aucune n'est une binaire non résolue. Si cette différence existe, elle est dors et déjà expliquée par l'évolution de la Galaxie. Les étoiles de type solaire les plus vieilles – les moins métalliques – ont en partie quitté la séquence principale, faisant apparaître un déficit d'étoiles peu métalliques en comparaison aux naines M qui ne quittent pas la séquence principale au cours de leur évolution. En agrandissant l'échantillon de naines M nous pourrons également nous intéresser aux taux de naines M à grande métallicité. Nous n'en avons pas détecté dans un volume inférieur à 9 parsecs, mais ce manque est pour l'instant explicable par le bruit intrinsèque à la distribution. Cette question est particulièrement importante quand on sait que la plupart des planètes sont détectées autour d'étoiles de métallicités plus grandes que $+0.25$ dex. En effet il faut bien connaître la distribution en métallicité pour tout programme de recherche de planètes autour des naines M pour bien dissocier les effets dus à la masse de l'étoile et dus à la métallicité. Par exemple, un déficit de planètes autour des étoiles de faibles masses peut-il être expliqué par un manque d'étoiles de faibles masses de grandes métallicités ?

Finalement, au delà des sujets abordés dans cette thèse, le travail présenté dans ce chapitre a aussi permis d'étudier l'influence de la métallicité sur la fonction masse-luminosité (Bonfils et al. 2005b).

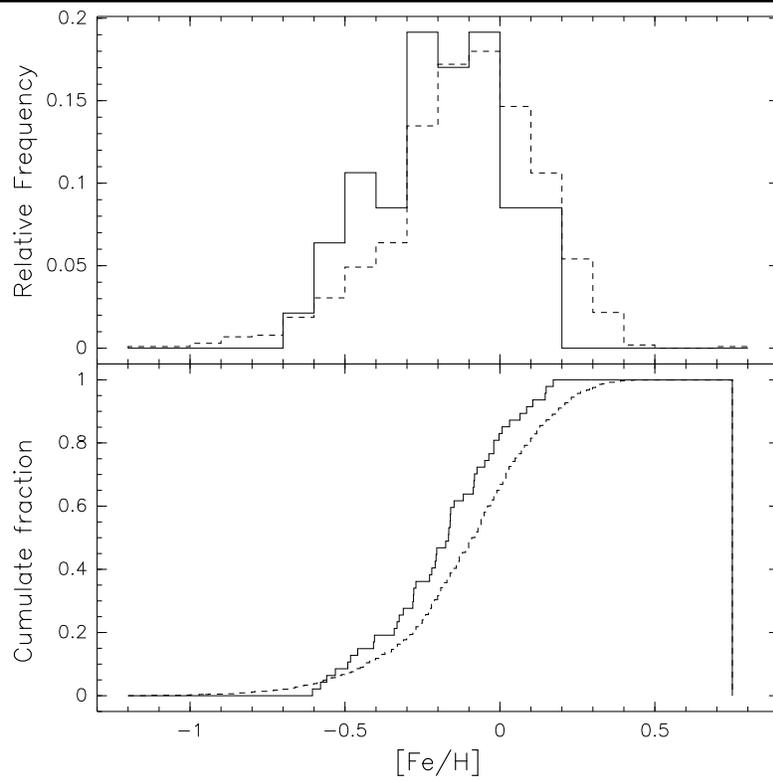


FIG. 5.8: *Haut* : Distribution en métallicité des étoiles de type solaire (ligne en traitillés) et des naines M du voisinage solaire (ligne continue). *Bas* : Fonction cumulative correspondantes. Un test de Kolmogorov-Smirnov donne une probabilité de 6% que les deux distributions soient conformes à la même fonction de distribution.

Papier : La métallicité des naines M

Avec les instruments ELODIE et CORALIE, nous avons obtenu des spectres à haute résolution des composantes de 20 binaires visuelles bien séparées. Les primaires de ces couples sont des naines F, G ou K et les secondaires sont des naines M. Nous avons analysé les spectres des primaires pour déterminer la métallicité ($[Fe/H]$) de ces 20 systèmes, et par conséquent des 20 naines M. Nous avons joint à ces métallicités d'autres déterminations trouvées dans la littérature pour obtenir une calibration précise (± 0.2 dex) de la métallicité des naines M. Cette calibration représente une avancée remarquable dans un champ de recherche jusque là resté largement qualitatif. Elle nous aide à montrer que la métallicité explique la plus grande part de la dispersion observée dans la relation masse-luminosité en bande V. Nous examinons la métallicité des naines M avec planètes connues, Gl 876 (+0.02 dex) et Gl 436 (-0.03 dex), dans le contexte où la formation planétaire favorise les étoiles hôtes riches en métaux. Nous déterminons finalement la métallicité des 47 naines M simples les plus brillantes d'un échantillon limité en volume et centré sur le Soleil, et nous comparons les distributions de métallicité des étoiles de type solaire avec les naines M.

Metallicity of M dwarfs

I. A photometric calibration and the impact on the mass-luminosity relation at the bottom of the main sequence^{★,★★}

X. Bonfils^{1,2}, X. Delfosse¹, S. Udry², N. C. Santos^{2,3}, T. Forveille^{1,4}, and D. Ségransan²

¹ Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France
e-mail: Xavier.Bonfils@obs.ujf-grenoble.fr

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

³ Centro de Astronomia e Astrofísica da Universidade de Lisboa, Observatório Astronómico de Lisboa, Tapada de Ajuda, 1349-018 Lisboa, Portugal

⁴ Canada-France-Hawaii Telescope Corporation, 65-1238 Mamalahoa Highway, Kamuela, HI 96743, Hawaii, USA

Received 11 March 2005 / Accepted 19 May 2005

ABSTRACT

We obtained high resolution ELODIE and CORALIE spectra for both components of 20 wide visual binaries composed of an F-, G- or K-dwarf primary and an M-dwarf secondary. We analyse the well-understood spectra of the primaries to determine metallicities ([Fe/H]) for these 20 systems, and hence for their M dwarf components. We pool these metallicities with determinations from the literature to obtain a precise (± 0.2 dex) photometric calibration of M dwarf metallicities. This calibration represents a breakthrough in a field where discussions have had to remain largely qualitative, and it helps us demonstrate that metallicity explains most of the large dispersion in the empirical *V*-band mass-luminosity relation. We examine the metallicity of the two known M-dwarf planet-host stars, Gl 876 (+0.02 dex) and Gl 436 (−0.03 dex), in the context of preferential planet formation around metal-rich stars. We finally determine the metallicity of the 47 brightest single M dwarfs in a volume-limited sample, and compare the metallicity distributions of solar-type and M-dwarf stars in the solar neighbourhood.

Key words. techniques: spectroscopic – stars: abundances – stars: late-type – binaries: visual – planetary systems – stars: individual: Gl 876, Gl 436

1. Introduction

The very low mass M dwarfs are small, cool and faint, but they dominate the Galaxy by number (~ 50 – 70%), and even by total mass ($\sim 70\%$) (Chabrier 2003). Any realistic model of the Galaxy therefore needs an excellent description of this faint component. Over the last decade, stellar models of very low mass stars have made great strides, but they still have to use some incomplete or approximate input physics (Chabrier & Baraffe 2000). Descriptions of these stars therefore need a strong empirical basis, or validation.

In Ségransan et al. (2003) and Delfosse et al. (2000, hereafter DFS00), we have validated the model predictions for radii and luminosities. The empirical radii match the models very well, and have no dispersion beyond the measurement errors. The infrared *mass-luminosity* (hereafter M/L) relations also have negligible dispersion, and similarly agree with model

predictions. The *V*-band M/L relation, in contrast, has a large ($\sim \pm 1$ mag) intrinsic scatter. In DFS00 we suggested that metallicity might explain most of this intrinsic dispersion, but for lack of quantitative metallicity estimates we could not pursue this suggestion.

M-dwarf metallicities have also become relevant in the context of planet formation around very low mass stars. One robust result of the exoplanet searches is that G and K stars which host planets are on average more metal-rich than the bulk of the solar neighbourhood population (Gonzalez 1997; Santos et al. 2001, 2003, 2004). A leading explanation for this observation is that the disks of metal-rich stars contain larger amounts of refractory dust, and that more massive dust disks are much more likely to form planets. This has a clear bearing on planets around M dwarfs, since these low mass stars are likely to have smaller disks than solar-type stars of the same metallicity. Assuming that protostellar disk mass scales with stellar mass and within the core-accretion scenario, Laughlin et al. (2004) and Ida & Lin (2005) show that formation of Jupiter-mass planets is seriously inhibited around the less massive M dwarfs ($M_{\star} < 0.4 M_{\odot}$). To date, the only two M dwarfs known to host

* Based on observations obtained with the ELODIE spectrograph on the 1.93 m telescope of the Observatoire de Haute Provence, France.

** Tables 4 and 5 are only available in electronic form at <http://www.edpsciences.org>

planets are Gl 876 (Delfosse et al. 1998; Marcy et al. 1998, 2001) and Gl 436 (Butler et al. 2004), but a number of ongoing surveys are looking for more (e.g. Bonfils et al. 2004; Endl et al. 2003; Kuerster et al. 2003; Wright et al. 2004). They will bring new constraints on the frequency of planets as a function of stellar mass, and metallicity will be one of the key parameters in the comparison with solar-type targets.

Measuring M-dwarf metallicities from their spectra is unfortunately difficult. As the spectral subtype increases, the atmospheres of these cool stars (~ 3800 K (M0) $> T_{\text{eff}} > \sim 2100$ K (M9)) contain increasingly abundant diatomic and triatomic molecules (TiO, VO, H₂O, CO, FeH, CrH...), which spectroscopically defines the M class. These components have complex and extensive absorption band structures, which eventually leave no continuum point in the spectrum. In a late-M dwarf, the local pseudo-continuum estimated from a high resolution spectrum is defined by a forest of weak lines, and often underestimates the true continuum by a factor of a few. The “line-by-line” spectroscopic analysis used for hotter stars therefore becomes impossible for late-M dwarfs, and a full spectral synthesis must be used. Besides the practical complexities of that approach, the atmospheric models do not yet reproduce the details of high resolution spectra (mostly due to limitations of their molecular opacity databases). This therefore leaves some doubt about the reliability of the resulting metallicities. Here we instead observe visual binaries that contain both an M-dwarf and a solar-type star. They presumably share a common metallicity that reflects the composition of their parent molecular cloud, and we use the much better understood spectrum of the solar-type star to infer the metallicity of the M dwarf.

In Sect. 2 we review the limited literature on observational M-dwarf metallicities. Section 3 briefly describes the binary sample, the observations, and our analysis of the primary star spectra. Section 4 describes the derivation of a photometric metallicity estimator for very low-mass stars. Section 5 re-examines the dispersion of the *V*-band *M/L* relation in the light of the new metallicities and proposes a more precise *mass-metallicity-luminosity* relation for very low-mass stars. In Sect. 6 we apply the metallicity estimator to the two known M-dwarf planet-host stars. Section 7 lists estimated metallicities for a volume-limited sample of northern M dwarfs, and compares its metallicity distribution with that of nearby solar-type stars.

2. Previous metallicity estimates of M dwarfs

The first attempt to measure metallicities for M dwarfs was by Mould (1976, 1978) who performed line-by-line analyses of atomic lines in intermediate resolution near-IR spectra of a few stars, using model atmospheres available then. Jones et al. (1996) used a similar approach, but with the benefit of atmospheric structures from an early version of the modern PHOENIX code (Allard & Hauschildt 1995). Gizis (1997) matched low resolution optical spectra to synthetic spectra from the same Allard & Hauschildt (1995) models, and derived relatively crude metallicities that allowed them to classify M dwarfs into 3 broad categories (dwarfs, subdwarfs and

extreme subdwarfs). Gizis & Reid (1997) validated that metallicity scale with observations of binary stars containing one M-dwarf component and one warmer star.

Valenti et al. (1998) performed detailed spectral synthesis of a very high resolution spectrum of Gl 725 B (vB 10) to determine its atmospheric parameters. Zboril & Byrne (1998) matched high resolution red spectra (5500–9000 Å) of 7 K and 11 M dwarfs to Allard & Hauschildt (1995) synthetic spectra. They conclude that for the M dwarfs the resulting metallicities are only indicative, a conclusion that probably applies to most previous references, at least for the later subtypes. Jones et al. (2002) synthesized the water vapor bands for Infrared Space Observatory (ISO) 2.5–3 μm spectra of 3 M dwarfs to derive their parameters.

The limited overlap between these studies shows that they have not yet converged to consistency. Gl 725 B was measured by both Valenti et al. (1998) and Zboril & Byrne (1998), who respectively derive $[M/H] = -0.92$ and $[M/H] = -0.15$. Jones et al. (1996, 2002), Zboril & Byrne (1998) and Dawson & De Robertis (2004) all measured Barnard’s star and found sub-solar to solar metallicity, but the values spread from -0.75 to 0.0 dex. Kapteyn’s star is also consistently found to be sub-metallic (Mould 1976; Jones 2002; Woolf & Wallerstein 2004, 2005), as expected from its population II kinematics but again with some dispersion.

The above references attempt to simultaneously determine the effective temperature (T_{eff}), the gravity ($\log g$) and the metallicity ($[M/H]$), by minimizing the difference between observed and model spectra. Unfortunately the 3 parameters are strongly coupled, in particular for spectra that are not flux calibrated. Furthermore, the models do not yet reproduce the observed spectra in perfect detail, mostly due to remaining shortcomings in their molecular transition databases, especially for the later subtypes. The interpretation therefore involves estimations as to which features of the spectra should be ignored and which should be given maximum weight, and to some extent the process remains an art. Different practitioners would likely obtain somewhat different answers from the same data and atmospheric models, and they definitely do when they analyse different spectral bands observed with different spectral resolutions.

The recent analyses of Kapteyn’s and Barnard’s stars by Woolf & Wallerstein (2004) and Dawson & De Robertis (2004), by contrast, are anchored in model-independent T_{eff} and $\log g$ values from Ségransan et al. (2003). Ségransan et al. (2003) combined their interferometric radius measurements with the bolometric flux to determine T_{eff} , reversing the more usual procedure of determining stellar radii from effective temperature and luminosity, and they computed the gravity from the linear radius and a mass derived from the well constrained *K* band mass-luminosity relation. Woolf & Wallerstein (2004) and Dawson & De Robertis (2004) could therefore concentrate the full information content of their spectra on determining the metallicity, free of any uncontrolled coupling with the other atmospheric parameters.

Woolf & Wallerstein (2005, hereafter WW05) analysed a much larger sample of 35 K and M dwarfs, that for now do not have interferometric radius measurements.

Table 1. Observed visual binaries with an M-dwarf secondary.

Primaries					Secondaries				
Name	α (2000)	δ (2000)	m_V	Sp. Typ.	Name	α (2000)	δ (2000)	m_V	Sp. Typ.
GJ 1021	00:45:45.593	-47:33:07.15	5.80	G1V	CD-48 176 B	00:45:43.5	-47:33:00	13.5	M
Gl 34 A	00:49:06.291	+57:48:54.67	3.44	F9V	Gl 34 B	00:49:06.5	+57:48:55	7.51	K7
Gl 53.1 A	01:07:37.872	+22:57:17.91	8.41	K4V	Gl 53.1 B	01:07:37.7	+22:57:18	13.60	M3
Gl 81.1 A	01:57:09.607	-10:14:32.75	6.42	G5	Gl 81.1B	01:57:11.1	-10:14:53	11.21	K7
Gl 105 A	02:36:04.894	+06:53:12.73	5.79	K3V	Gl 105 B	02:36:15.3	+06:52:19	11.68	M4
Gl 107 A	02:44:11.986	+49:13:42.41	4.10	F7V	Gl 107 B	02:44:11.8	+49:13:43	10.06	M1.5
GJ 3194 A	03:04:09.636	+61:42:20.99	6.64	G4V	GJ 3195 B	03:04:43.6	+61:44:08	12.5	M3
Gl 166 A	04:15:16.320	-07:39:10.33	4.43	K1V	Gl 166 C	04:15:18.5	-07:39:07	11.17	M4.5
Gl 211	05:41:20.336	+53:28:51.81	6.21	K1	Gl 212	05:41:30.7	+53:29:23	9.80	M0.5
Gl 231.1 A	06:17:16.138	+05:06:00.40	5.70	F9V	Gl 231.1 B	06:17:11.0	+05:07:06	13.42	M3.5
Gl 250 A	06:52:18.050	-05:10:25.37	6.59	K3	Gl 250 B	06:52:18.1	-05:11:26	10.09	M2
Gl 297.2 A	08:10:39.826	-13:47:57.15	5.53	F7	Gl 297.2 B	08:10:34.0	-13:48:48	11.80	M2
Gl 324 A	08:52:35.811	+28:19:50.95	5.53	G8	Gl 324 B	08:52:40.8	+28:18:59	13.14	M3.5
Gl 505 A	13:16:51.052	+17:01:01.86	6.69	K2	Gl 505 B	13:16:51.7	+17:00:56	9.6	M0.5
Gl 544 A	14:19:34.864	-05:09:04.30	7.58	K1	Gl 544 B	14:19:35.0	-05:09:08	14.1	M6
NLTT 45789	18:00:38.894	+29:34:18.91	7.07	G2V	NLTT 45791	18:00:45.4	+29:33:57	13.1	M
Gl 768.1 A	19:51:01.643	+10:24:56.62	5.12	F8V	Gl 768.1 B	19:51:01.1	+10:24:43	13.1	M3.5
Gl 783.2 A	20:11:06.074	+16:11:16.80	7.34	K1V	Gl 783.2 B	20:11:13.4	+16:11:07	13.94	M4
Gl 797 A	20:40:45.141	+19:56:07.93	6.43	G5V	Gl 797 B	20:40:44.4	+19:53:59	11.88	M2.5
Gl 806.1 A	20:46:12.683	+33:58:12.92	2.48	K0III	Gl 806.1 B	20:46:12.7	+33:58:12	13.4	M3
Gl 872 A	22:46:41.581	+12:10:22.40	4.20	F7V	Gl 872 B	22:46:41.6	+12:10:20	11.7	M1

WW05 therefore rely on photometric effective temperatures (T_{eff}) and they use a photometric radius to compute the gravity. While less direct than the Ségransan et al. (2003) measurements, this procedure rests on relations which that paper validates, and that in our view is currently preferable to determining those parameters from the spectrum. The 15 Woolf & Wallerstein (2005) M dwarfs are overwhelmingly of early subtypes (only one is later than M 1.5) and they concentrate on low metallicity targets. Their spectra therefore have limited molecular veiling. Together with their use of the latest generation of the PHOENIX models, this reduces their sensitivity to the remaining shortcomings of the molecular opacity databases. The parameter space which they cover complements our own measurements, and we make extensive use of these data in our discussion.

3. Observations and analysis

3.1. Sample, observation and data reduction

We selected wide physical visual binaries composed of an F-, G- or K-primary component and an M-dwarf secondary, from the Gliese & Jareiss (1991) catalogue of nearby stars, the Poveda et al. (1994) catalogue of wide-binary and multiple systems of nearby stars, and the Gould & Chanamé (2004) list of physical HIPPARCOS binaries. We further required that the components be separated by at least 5'' and that the secondary be brighter than $V = 14$, to facilitate observations of the faint M dwarf. Fast rotators, double-lined spectroscopic binaries (SB2) and close visual binaries were rejected a priori when known, and otherwise discarded a posteriori. These criteria resulted in a list of 70 pairs.

Table 2. New double-lined spectroscopic binaries.

Name	HD	α (2000)	δ (2000)
GJ 3409 B	263175 B	06:46:07.6	+32:33:13.2
Gl 771 B	–	19:55:18.8	+06:24:36

We discarded 2 systems whose secondaries (GJ 3409 B and Gl 771 B) were SB2 binaries (reported in Table 2). The Gl 549 system had to be rejected as the F7V primary is a fast rotator ($v \sin i \sim 50 \text{ km s}^{-1}$). The Gl 695 system was also rejected as both components are themselves close visual binaries. Here we analyse 21 of those systems (Table 1), of which 20 have M-dwarf secondaries (the last one being classified as K7V).

Most of the spectra were gathered using the ELODIE spectrograph (Baranne et al. 1996) on the 1.93-m telescope of Observatoire de Haute-Provence (France). ELODIE covers a visible spectral range from 3850 to 6800 Å with a resolution of 45000. For GJ 1021, Gl 166 A and Gl 250 A we reuse spectra observed by Santos et al. (2001) with the CORALIE spectrograph (1.20-m Swiss Telescope, La Silla Observatory ESO, Chile). CORALIE has a slightly wider spectral range than ELODIE, 3650 to 6900 Å, and a slightly higher resolution of 50000. On-line processing is integrated with control software of both spectrographs, and automatically produces optimally extracted, flat-fielded and wavelength calibrated spectra, with algorithms described in Baranne et al. (1996). For all primaries the present observations used the “Object-only” mode of the spectrograph, where its optional reference fiber is not illuminated. This mode provides optimal scattered light correction, at the cost of degraded radial velocity precision ($\sim 100 \text{ m s}^{-1}$). The wavelength calibration used a single Thorium-Argon exposure obtained at the beginning of each night. For each primary we

Table 3. Stellar parameters measured on the primaries. [Fe/H] applies for both components.

Primary		Secondary	Stellar parameters measured on the primaries			
Gliese/NLTT	HD		T_{eff}	$\log(g)$	v_t	[Fe/H]
GJ 1021	4391	CD-48 176B	5967 ± 70	4.74 ± 0.14	1.39 ± 0.17	-0.08 ± 0.09
Gl 34 A	4614	Gl 34 B	5895 ± 68	4.43 ± 0.13	1.37 ± 0.22	-0.31 ± 0.09
Gl 53.1A	6660	Gl 53.1 B	4705 ± 131	4.33 ± 0.26	0.76 ± 0.25	$+0.07 \pm 0.12$
Gl 81.1 A	11964	Gl 81.1 B	5311 ± 42	3.97 ± 0.08	0.86 ± 0.05	$+0.09 \pm 0.06$
Gl 105 A	16160	Gl 105 B	4846 ± 65	4.29 ± 0.13	0.81 ± 0.10	-0.19 ± 0.07
Gl 107 A	16895	Gl 107 B	6328 ± 86	4.43 ± 0.17	1.73 ± 0.31	-0.03 ± 0.09
GJ 3194 A	18757	GJ 3195 B	5681 ± 34	4.49 ± 0.06	1.01 ± 0.07	-0.31 ± 0.04
Gl 166 A	26965	Gl 166 C	5125 ± 56	4.43 ± 0.11	0.30 ± 0.15	-0.33 ± 0.06
Gl 211	37394	Gl 212	5293 ± 109	4.50 ± 0.21	0.79 ± 0.17	$+0.04 \pm 0.11$
Gl 231.1 A	43587	Gl 231.1 B	5946 ± 32	4.38 ± 0.06	1.15 ± 0.06	-0.02 ± 0.04
Gl 250 A	50281	Gl 250 B	4670 ± 80	4.41 ± 0.16	0.70 ± 0.19	-0.15 ± 0.09
Gl 297.2 A	68146	Gl 297.2 B	6280 ± 106	4.46 ± 0.21	1.81 ± 0.26	-0.09 ± 0.09
Gl 324 A	75732	Gl 324 B	5283 ± 59	4.36 ± 0.11	0.87 ± 0.08	$+0.32 \pm 0.07$
Gl 505 A	115404	Gl 505 B	4983 ± 48	4.41 ± 0.09	0.84 ± 0.07	-0.25 ± 0.05
Gl 544 A	125455	Gl 544 B	5271 ± 189	4.85 ± 0.37	0.87 ± 0.36	-0.20 ± 0.19
NLTT 45789	164595	NLTT 45791	5696 ± 41	4.36 ± 0.08	0.83 ± 0.06	-0.07 ± 0.05
Gl 768.1 A	187691	Gl 768.1 B	6248 ± 93	4.63 ± 0.18	2.36 ± 0.48	$+0.07 \pm 0.12$
Gl 783.2 A	191785	Gl 783.2 B	5094 ± 66	4.31 ± 0.13	0.30 ± 0.19	-0.16 ± 0.08
Gl 797 A	197076 A	Gl 797 B	5889 ± 32	4.59 ± 0.06	1.01 ± 0.06	-0.07 ± 0.04
Gl 806.1 A	197989	Gl 806.1 B	4911 ± 85	2.98 ± 0.17	1.61 ± 0.08	-0.05 ± 0.13
Gl 872 A	215648	Gl 872 B	6156 ± 99	4.09 ± 0.19	4.05 ± 2.01	-0.36 ± 0.11

recorded a sequence of 3 spectra, and applied a median filter to remove any unflagged cosmic ray hit. The combined spectra have signal-to-noise ratios of approximately 200 per pixel (~ 300 per resolution element), amply sufficient for our spectroscopic analysis. We also obtained spectra for the secondaries, usually with a much lower signal to noise ratio, from which we planned to derive spectroscopic metallicity diagnostics that can be applied at moderate/low signal to noise ratio data. That goal has proved more difficult than we expected, and it will be discussed in a future paper if we are successful.

3.2. Spectroscopic analysis

Our spectroscopic analysis of the primaries follows the procedure described by Santos et al. (2004) for planet host stars. Briefly, we used the Gaussian fitting procedure of the IRAF `splot` task to measure equivalent widths (W_λ) of 39 Fe I and 12 Fe II lines. The stellar parameters were then derived using the 2002 version of the MOOG code (Sneden 1973), and a grid of Kurucz (1993) ATLAS9 model atmospheres. Table 3 presents the resulting atmospheric parameters (microturbulence, effective temperature (T_{eff}), surface gravity and iron abundance ([Fe/H]), which we use as a measurement of the overall metallicity ([M/H]).

The standard errors on T_{eff} , $\log g$, ξ_t and [Fe/H] were derived as described in Santos et al. (2004), following the prescriptions of Gonzalez & Vanture (1998). The resulting uncertainties are internal, in the sense that they ignore possible scale offsets. There is currently some disagreement on e.g. the appropriate temperature scale for solar-type dwarfs, as well as which model atmospheres better reproduce the real stellar atmospheres. The true errors may consequently be larger, but the listed standard errors are appropriate for comparisons within

our sample. As discussed in Santos et al. (2004, 2005), the method and the grid of ATLAS9 atmospheres used gives excellent results, compatible with those derived by other authors using other model atmospheres and methods to derive the stellar parameters and metallicities.

Six of the observed primaries have published stellar parameters (Santos et al. 2004; Edvardsson et al. 1993). Comparison of our determinations of T_{eff} and [Fe/H] with these literature values (Fig. 1) shows that they agree to within the stated errors.

4. A photometric calibration of M-dwarf metallicities

From this point on, we use a sample (Table 4) that combines our own metallicity measurements with those of WW05. As discussed above, we expect the latter to be reliable, and they reach to lower metallicities for mostly hotter atmospheres. The two datasets are therefore complementary, but they have enough overlap in the (T_{eff} , [Fe/H]) plane to assess possible systematic differences (Fig. 2). Table 4 contains all WW05 stars with known parallaxes, except LHS 1138, listed as a G5 dwarf in SIMBAD, and GJ 1064 D, a clear outlier in our relations and perhaps a photometric binary. We restrict the analysis to stars brighter than $M_K = 7.5$, since the sampling is very sparse for fainter stars.

The left panel of Fig. 2 displays the effect of metallicity in the M_K vs. $V - K$ observational Hertzsprung-Russell diagram, with symbol sizes proportional to the metallicity of the corresponding stars. After experimenting with several colour-magnitude diagrams, we found that amongst commonly available photometric bands this combination maximizes the metallicity sensitivity. It is immediately obvious that lower metallicity stars are much bluer at a given absolute M_K magnitude, and we

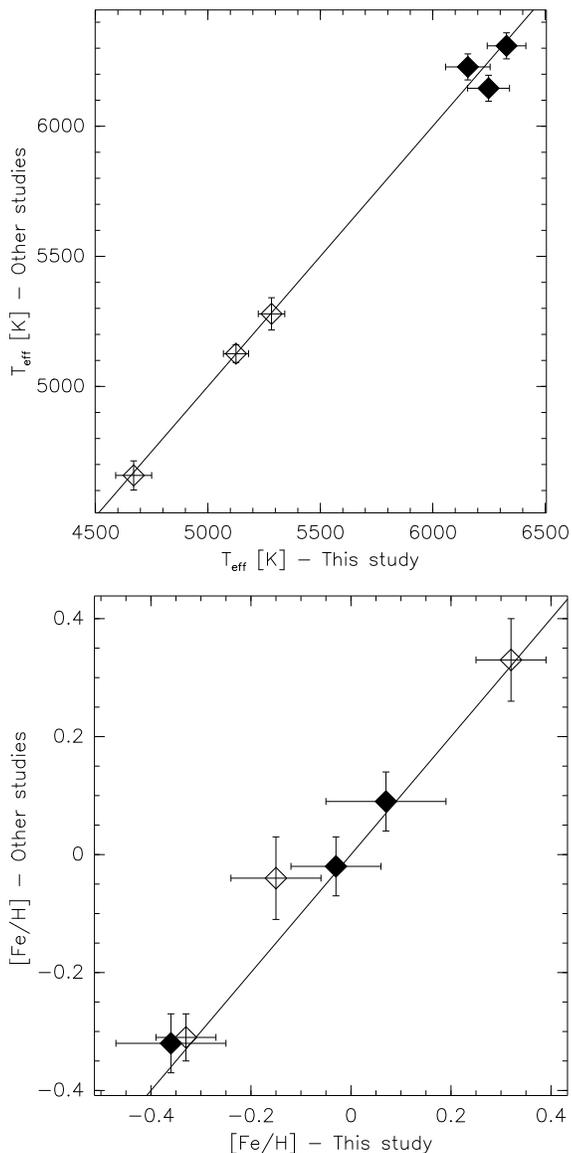


Fig. 1. Comparison of T_{eff} (upper panel) and $[\text{Fe}/\text{H}]$ (lower panel) between our study and Santos et al. (2004, open diamonds) and Edvardsson et al. (1993, filled diamonds). The errorbars represent the individual 1σ errors for our study and for Santos et al. Edvardsson et al. do not list individual error estimates and we adopt their typical errors of 50 K for T_{eff} and 0.05 dex for $[\text{Fe}/\text{H}]$. The over-plotted lines represent an identity relation, not a fit to the data.

find the metallicity well described by the following polynomial relation between M_K and $V - K$:

$$[\text{Fe}/\text{H}] = 0.196 - 1.527 M_K + 0.091 M_K^2 + 1.886(V - K) - 0.142(V - K)^2, \quad (1)$$

valid for $M_K \in [4, 7.5]$, $V - K \in [2.5, 6]$ and $[\text{Fe}/\text{H}] \in [-1.5, +0.2]$ and with an observed dispersion of only 0.2 dex.

Part of this dispersion might be due to a few of the higher mass stars having evolved slightly off the main sequence. For instance between 8 Gyr and 10 Gyr an $0.8 M_{\odot}$ star brightens by ~ 0.3 mag in the V band and ~ 0.2 mag in the K band,

moving noticeably in the Fig. 2 diagram. By $0.7 M_{\odot}$ stellar evolution effects become small, with a brightening between 8 Gyr to 12 Gyr of ~ 0.1 mag in both the V and K bands. The age/metallicity relation might therefore introduce a small systematic bias in our relation, but that would affect at most the highest mass fringe of its validity range.

The lower panels of Fig. 2 display the residuals from that relation. The absence of any obvious systematic pattern demonstrates that the calibration remains valid over its stated range. The consistency between the residuals of the WW05 measurements and ours ensures that any systematic difference between the two datasets must be small where they overlap, for approximately solar metallicities. For significantly subsolar metallicities (i.e. well below -0.25 dex) we have no independent validation of the WW05 data. It should be noted however that their approach has maximal uncertainties for high metallicities, where molecular veiling is most severe. The good agreement where difficulties would be most expected suggests that the low metallicity data points are valid as well.

5. The V-band mass-luminosity relation

As demonstrated by DFS00, the infrared J -, H - and K -band M/L relations are very tight and in excellent agreement with model predictions, while the V -band relation has a large intrinsic scatter. The contrasting dispersions were qualitatively expected from different metallicity sensitivities for the visual and infrared bands (e.g. Chabrier & Baraffe 2000), but the extent of the effect was a surprise to most observers. Metallicity affects luminosity through a given photometric filter in two ways. First, higher metallicity decreases the bolometric luminosity for a given mass, and second, it shifts flux from the visible range to the near-IR through higher line-blanketing by TiO and VO molecular bands. The two mechanisms work together to decrease the luminosity of the more metal-rich stars through visible filters. In the near-IR by contrast, the redward shift of the flux distribution of the metal-rich stars counteracts their lower bolometric luminosity. The models therefore predict IR absolute magnitudes that are largely insensitive to metallicity, and the tight empirical M/L relations confirm this. DFS00 could on the other hand not quantitatively verify their suggestion that metallicity explains the V -band dispersion. The Table 4 measurements now allow us to perform this verification.

Since the K -band M/L relation is so tight, we can use the parallaxes and 2MASS photometry to derive accurate masses. Figure 3 displays those masses ($Mass_K$) as a function of the M_V absolute magnitude, with symbol sizes proportional to the measured metallicity. The figure also shows the DFS00 V -band M/L relation, and isometallicity contours obtained by remapping Eq. (1) to the $Mass/M_V$ plane. It is immediately obvious that the position relative to the average M/L relation correlates with metallicity, with the smallest symbols far above the M/L relation and the largest ones under that relation.

Figure 4 provides a more quantitative view, by projecting the $Mass/M_V/[\text{Fe}/\text{H}]$ information along the average V -band M/L relation. This diagram of $[\text{Fe}/\text{H}]$ as a function of the difference between masses derived from the V - and

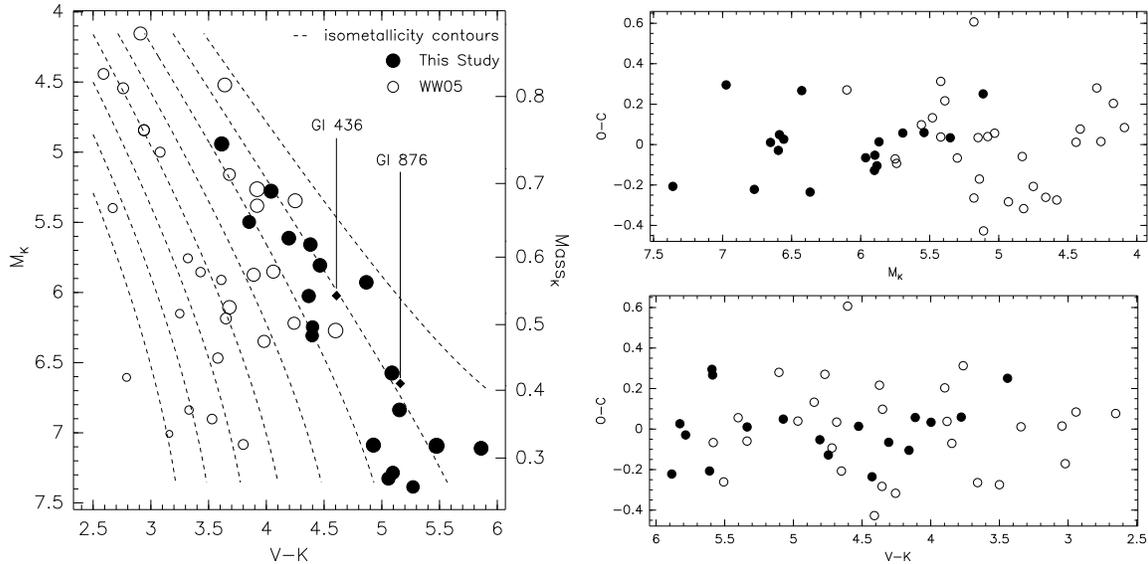


Fig. 2. *Left panel:* color–magnitude diagram $V - K$ vs. M_K . The filled circles correspond to our metallicity determinations and the open circles to those from WW05. The symbol size is proportional to the metallicity. The dashed lines represent isometallicity contours for the polynomial relation of Eq. (1), spaced by 0.25 dex from -1.50 dex (*left*) to $+0.25$ dex (*right*). The right-hand axis shows masses from the DFS00 K -band Mass-luminosity, which has very low dispersion and allows to interpret the figure as a Mass–Colour–Metallicity diagram. GI 876 and GI 436, the two known M-dwarf planet-host stars, are indicated to illustrate their solar metallicity. *Right panels:* residuals from the calibration as a function of both M_K and $V - K$ photometry.

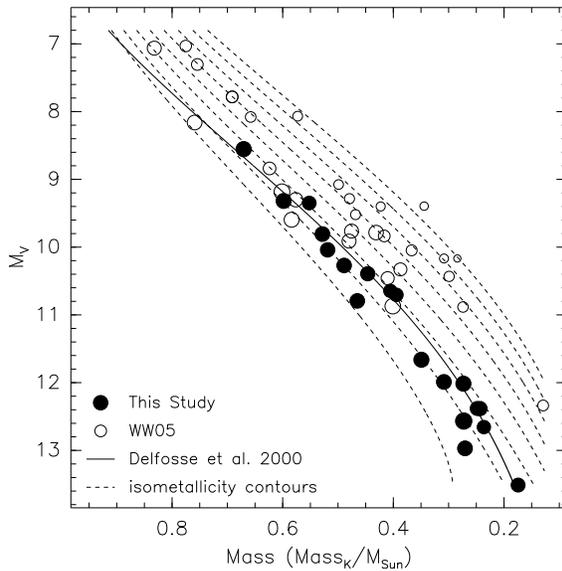


Fig. 3. V band M/L relation, with masses derived from the K -band M/L relation of DFS00 and 2MASS photometry. The filled circles represent our metallicity determinations and the open circles those from WW05. The symbol size is proportional to the metallicity, and the dashed contours represent isometallicity for the Eq. (1) calibration, spaced by 0.25 dex from $+0.25$ (*left*) to -1.5 dex (*right*). The solid lines represents the V -band empirical M/L relation of DFS00.

K -band M/L relations shows a well-defined linear correlation ($[Fe/H] = -0.149 - 6.508 \Delta M$, $\sigma([Fe/H]) = 0.21$). This demonstrates i) that the observed dispersion indeed results primarily from a metallicity effect, and ii) that the luminosity shift

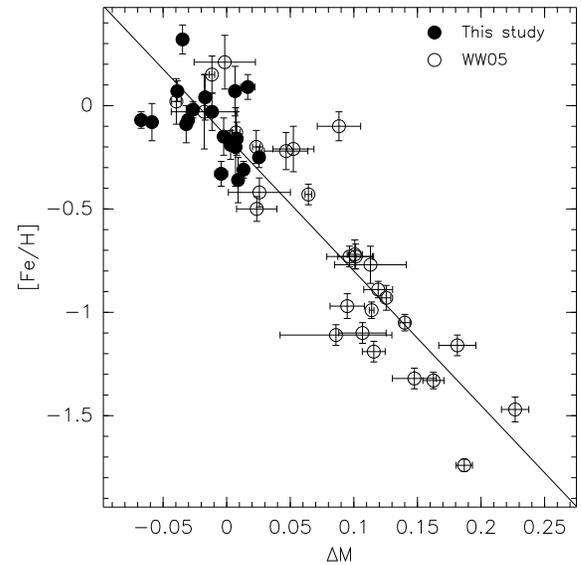


Fig. 4. Metallicity of M and K dwarfs (filled circles for our measurements, and open circles for WW05 data) as a function of the difference (ΔM) between masses calculated from the V - and K -band M/L relations of DFS00.

for a given metallicity is, to first order, constant between 0.8 and $0.2 M_{\odot}$.

We now have all the elements in hand to examine how the V -band luminosity depends on mass and metallicity, and to compute a mass–metallicity–luminosity relation for very-low-mass stars. We find that the V -band luminosity is well described

by the following polynomial relation:

$$M_V = 15.844 - 16.534 \text{ Mass} + 13.891 \text{ Mass}^2 - 7.411 \text{ Mass}^3 + 1.153 [\text{Fe}/\text{H}] \quad (2)$$

for $\text{Mass} \in [0.2 M_\odot, 0.8 M_\odot]$ and $[\text{Fe}/\text{H}] \in [-1.5, 0.2]$, and with a dispersion of 0.28 mag.

6. Metallicity of M-dwarf planet-host stars

It is now well established that planet host stars are more metal-rich than the average solar neighbourhood population (Gonzalez 1997; Santos et al. 2001, 2003, 2004). Santos et al. established that the planet frequency rises very steeply with stellar metallicity, at least for $[\text{Fe}/\text{H}] > 0$. While only $\sim 3\%$ of the solar metallicity stars are orbited by a (detected) planet, this fraction increases to over 25% for stars with $[\text{Fe}/\text{H}]$ above +0.3.

One leading explanation for this dramatic dependency is that the probability of planet formation increases non-linearly with the mass of *dust* in a proto-planetary disk. M dwarfs, with presumably smaller disks and hence smaller disk dust mass at a given metallicity, provide a potentially critical test of that idea. This has up to now been hampered by both small statistic, with only two M-dwarf planet hosts known to date, and the lack of reliable metallicity estimates for those stars. Our calibration resolves the second of those difficulties, and shows that Gl 876 and Gl 436, the two known M-dwarf planet-host stars, both have closely solar metallicities (-0.03 dex and $+0.02$ dex, respectively). Those unremarkable metal abundances do not shed light on whether M dwarf planet hosts are preferentially metal-rich or not. Larger samples will be needed for that, and our calibration will be a useful tool when they become available.

7. Metallicity distribution of M dwarfs

Equation (1) allows us to estimate the metallicity of any individual M dwarfs with *V*- and *K*-band photometry and a well determined parallax. Here we use it to evaluate the metallicity distribution of the Delfosse et al. (2005, in prep.) sample of northern M dwarfs within 9.25 parsecs. This volume-limited sample is believed to be complete, and is therefore representative of the solar neighbourhood. We removed all unresolved binaries as well as the faintest stars which are outside the validity range of the calibration ($K \in [4 \text{ mag}, 7.5 \text{ mag}]$). Table 5 lists the 47 remaining stars with their estimated metallicity. For comparison, we consider a sample of 1000 non-binary solar-type stars from the CORALIE radial-velocity planet-search programme (Udry et al. 2000). This sample of single F, G or K dwarfs is representative of the solar neighbourhood, and we estimate their metallicity using the Santos et al. (2002) calibration of the area of the cross-correlation function between the stellar spectra and an appropriate template. We display the two distributions and their cumulative functions (Fig. 5). The two distributions have similar shapes, but with a ~ 0.07 dex shift of the M-dwarf distribution towards lower metallicities. A Kolmogorov-Smirnov test gives an $\sim 8\%$ probability that the two samples are drawn from the same parent distribution. The significance of the offset is therefore modest, but if real is in the expected direction. Since

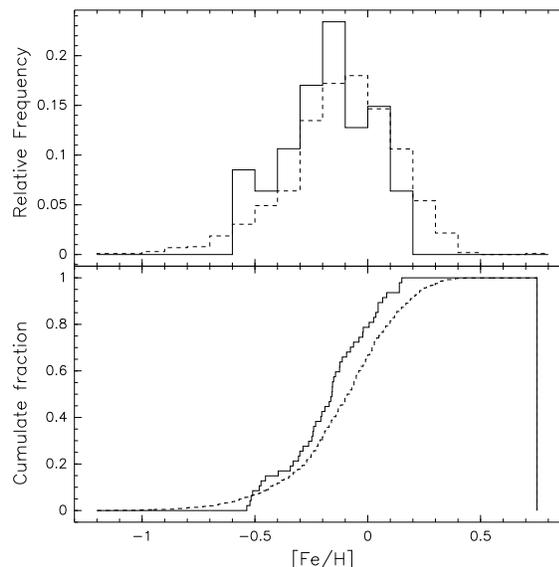


Fig. 5. *Upper panel:* M-dwarf metallicity distribution derived from Eq. (1) and, over-plotted in dashed line, the metallicity distribution of 1000 non-variable stars of our CORALIE radial-velocity planet-search programme. *Bottom panel:* cumulative distributions of the same samples.

M-dwarfs have much longer lifetimes than the age of the universe, every M-dwarf that ever formed is still here for us to see, while some of the oldest solar-type stars have evolved to white dwarfs. M dwarfs are thus expected to be slightly older on average, and from the age-metallicity relation therefore slightly more metal-poor.

8. Conclusions

We have determined the metallicities of 20 M dwarfs in wide-binary systems that also contain an F, G or K star, under the simple assumption that the two stars have the same composition. Where the parameter spaces overlap, our results are consistent with the direct analysis of M-dwarf spectra by Woolf & Wallerstein (2005). This provides a welcome validation of both our assumptions of a common composition and of the WW05 analysis of complex M-dwarf spectra. The two datasets cover complementary parameter ranges, and we join them to derive a photometric calibration of very low-mass star metallicities. The calibration is valid between 0.8 and $0.2 M_\odot$, needs *V*- and *K*-band photometry and an accurate parallax, and provides metallicity estimates with ~ 0.2 dex uncertainties. A 5% parallax uncertainty results in an additional ~ 0.2 dex metallicity uncertainty, making the relation useful only within ~ 50 pc.

We use the new metallicities to take a fresh look at the *V*-band *mass-luminosity* relation, and demonstrate that its intrinsic dispersion is indeed due to metallicity. We apply the new calibration to the two known M dwarfs that host planets, Gl 876 and Gl 436, and find both of solar metallicity. Larger samples of M-dwarf planet hosts will be needed to investigate whether they are preferentially metal-rich, as are their solar-type counterparts. Finally, we estimate metallicities for a volume-limited sample of 47 M dwarfs, and compare its metallicity distribution

to that of a much larger sample of solar-type stars. The difference between the two distributions is small, but it might reflect slightly older average ages for the long-lived M-dwarfs. In a forthcoming paper we will publish metallicities for a larger sample of M-dwarfs in binaries, observed from the southern hemisphere, and will attempt to derive a purely spectrophotometric metallicity calibration.

Acknowledgements. We would like to acknowledge the anonymous referee for constructive comments which led to an improved paper. This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. This publication makes use of data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation.

References

- Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1995, *ApJ*, 445, 433
 Alonso, A., Arribas, S., & Martínez-Roger, C. 1996, *A&A*, 313, 873
 Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, *A&AS*, 119, 373
 Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2004, *PASP*, 318, 286
 Butler, R. P., Vogt, S., Marcy, G. W., et al. 2004
 [arXiv:astro-ph/8587]
 Carpenter, J. M. 2001, *AJ*, 121, 2851
 Chabrier, G., & Baraffe, I. 2000, *ARA&A*, 38, 337
 Chabrier, G. 2003, *PASP*, 115, 763
 Dawson, P. C., & De Robertis, M. M. 2004, *AJ*, 127, 2909
 Delfosse, X., Forveille, T., Mayor, et al. 1998, *A&A*, 338, L67
 Delfosse, X., Forveille, T., Ségransan, D., et al. 2000, *A&A*, 364, 217
 Edvardsson, B., Andersen, J., & Gustafsson, B. 1993, *A&A*, 275, 101
 Egret, D., Didelon, P., McLean, B. J., et al. 1992, *A&A*, 258, 217
 Endl, M., Cochran, W. D., Tull, R. G., et al. 2003, *AJ*, 126, 3099
 ESA 1997, *The Hipparcos and Tycho Catalogues*, ESA SP-1200, Noordwijk: ESA)
 Fleming, T. A., Schmitt, J. H. M. M., & Giampapa, M. S. 1995, *ApJ*, 450, 401
 Gizis, J. E. 1997, *AJ*, 113, 806
 Gizis, J. E., & Reid, N. 1997, *PASP*, 109, 1233
 Gliese, W., & Jahreiss, H. 1991, *STIA*, 224, 161
 Gonzalez, G. 1997, *MNRAS*, 285, 403
 Gonzalez, G., & Vanture, A. D. 1998, *A&A*, 339, L29
 Gould, A., & Chanamé, J. 2004, *ApJS*, 150, 455
 Ida, S., & Lin, D. N. C. 2005 [arXiv:astro-ph/2566]
 Jones, H. R. A., Longmore, A. J., Allard, F., et al. 1996, *MNRAS*, 280, 77
 Jones, H. R. A., Pavlenko, Y., Viti, S., et al. 2002, *MNRAS*, 330, 675
 Kuerster, M., Endl, M., Rouesnel, F., et al. 2003, *A&A*, 403, 1077
 Kurucz, R. L. 1993, *CD-ROMs, ATLAS9 Stellar Atmospheres Programs and 2 km s⁻¹ Grid* (Cambridge: Smithsonian Astrophys. Obs.)
 Laughlin, G., Bodenheimer, P., & Adams, F. C. 2004, *ApJ*, 612, L73
 Leggett, S. 1992, *ApJS*, 82, 351
 Marcy, G. W., Butler, R. P., Vogt, S. S., et al. 1998, *ApJ*, 505, L147
 Marcy, G. W., Butler, R. P., Fischer, D., et al. 2001, *ApJ*, 556, 296
 Mermilliod, J.-C., Mermilliod, M., & Hauck, B. 1997, *A&AS*, 124, 349
 Mould, J. R. 1976, *AJ*, 210, 402
 Mould, J. R. 1978, *ApJ*, 226, 923
 Olsen, E. H. 1994, *A&AS*, 106, 257
 Poveda, A., Herrera, M. A., Allen, C., et al. 1994, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 28, 43
 Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., et al. 1992, in *Numerical Recipes in Fortran 77, Volume 1* (Cambridge University Press), Second Edition
 Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2001, *A&A*, 373, 1019
 Santos, N. C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2002, *A&A*, 392, 215
 Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., et al. 2003, *A&A*, 398, 363
 Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2004, *A&A*, 415, 1153
 Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., et al. 2005, *A&A*, in press
 Ségransan, D., Kervella, P., Forveille, T., et al. 2003, *A&A*, 397, L5
 Sneden, C. 1973, Ph.D. Thesis, University of Texas
 Udry, S., Mayor, M., Naef, D., et al. 2000, *A&A*, 356, 590
 Valenti, J. A., Piskunov, N., & Johns-Krull, C. M. 1998, *ApJ*, 498, 851
 van Altena, W. F., Lee, J. T., & Hoffleit, E. D. 1995, *The General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes*, 4th ed. (Scheneectady, NY: L. Davis Press)
 Weis, E. W. 1991, *AJ*, 102, 1795
 Woolf, V. M., & Wallerstein, G. 2004, *MNRAS*, 350, 575
 Woolf, V. M., & Wallerstein, G. 2004, *MNRAS*, 356, 963
 Wright, J. T., Marcy, G. W., Butler, R. P., et al. 2004, *ApJS*, 152, 261
 Zboril, M., & Byrne, P. B. 1998, *MNRAS*, 299, 753

Online Material

Table 4. Apparent magnitudes, parallaxes, masses derived from the M/L relations of DFS00, and metallicities from this study and from WW05.

Star	Spectral type	V [mag]	source V [†]	K [mag]	π [mas]	source $\pi^{\dagger\dagger}$	Mass _V [M_{\odot}]	Mass _K [M_{\odot}]	[Fe/H] [dex]	source [Fe/H] [‡]
CD-48 176B	M	13.50	S	7.64 ± 0.02	66.92 ± 0.73	H	0.212	0.270	-0.08 ± 0.09	a
GJ 3195 B	M3	12.50	G	8.10 ± 0.03	43.74 ± 0.84	H	0.408	0.395	-0.31 ± 0.04	a
GJ 3825	esdM1.5	14.55 ± 0.03	M	10.86 ± 0.01	36.1 ± 3.2	Y	0.255	0.129	-0.93 ± 0.06	b
GJ 687	M3	9.15 ± 0.03	M	4.55 ± 0.02	220.9 ± 0.9	H	0.389	0.401	+0.15 ± 0.09	b
GJ 9192	K4	10.70 ± 0.02	M	7.76 ± 0.02	26.1 ± 2.1	H	0.793	0.691	-0.73 ± 0.06	b
GJ 9371	sdM0.0	12.20 ± 0.03	M	8.67 ± 0.02	44.3 ± 2.8	H	0.439	0.299	-1.05 ± 0.04	b
G 22-15	K5V	9.23 ± 0.02	M	6.47 ± 0.02	41.2 ± 1.3	H	0.855	0.754	-0.72 ± 0.07	b
Gl 105 B	M4	11.67 ± 0.01	M	6.57 ± 0.02	138.72 ± 1.04	H	0.252	0.248	-0.19 ± 0.07	a
Gl 107 B	M1.5	10.06	G	5.87 ± 0.02	89.03 ± 0.79	H	0.517	0.528	-0.03 ± 0.09	a
Gl 166 C	M4.5	11.17	G	5.9 ± 0.10	198.25 ± 0.84	H	0.232	0.236	-0.33 ± 0.06	a
Gl 191	sdM1.0	8.85 ± 0.03	M	5.05 ± 0.02	255.1 ± 0.9	H	0.388	0.274	-0.99 ± 0.04	b
Gl 205	M1.5	7.96 ± 0.01	M	4.04 ± 0.26	175.7 ± 1.2	H	0.600	0.601	+0.21 ± 0.13	b
Gl 212	M0.5	9.80 ± 0.01	T	5.76 ± 0.02	80.13 ± 1.67	H	0.572	0.598	+0.04 ± 0.11	a
Gl 231.1 B	M3.5	13.42	G	8.28 ± 0.02	51.76 ± 0.78	H	0.282	0.309	-0.02 ± 0.04	a
Gl 250 B	M2	10.09	G	5.72 ± 0.04	114.94 ± 0.86	H	0.442	0.446	-0.15 ± 0.09	a
Gl 297.2 B	M2	11.80 ± 0.01	M	7.42 ± 0.02	44.47 ± 0.77	H	0.484	0.519	-0.09 ± 0.09	a
Gl 324 B	M3.5	13.14	G	7.67 ± 0.02	76.8 ± 0.84	H	0.239	0.273	+0.32 ± 0.07	a
Gl 380	K5	6.60 ± 0.02	M	2.96 ± 0.29	205.2 ± 0.8	H	0.742	0.759	-0.03 ± 0.18	b
Gl 411	M2V	7.49 ± 0.02	M	3.25 ± 0.31	392.5 ± 0.9	H	0.436	0.410	-0.42 ± 0.07	b
Gl 412 A	M0.5	8.75 ± 0.04	M	4.77 ± 0.02	206.9 ± 1.2	H	0.451	0.387	-0.43 ± 0.05	b
Gl 414 B	M1.5	9.98 ± 0.04	M	5.73 ± 0.02	83.8 ± 1.1	H	0.544	0.584	+0.02 ± 0.11	b
Gl 505 B	M0.5	9.60	G	5.75 ± 0.02	89.07 ± 0.99	H	0.554	0.552	-0.25 ± 0.05	a
Gl 506.1	sdK	10.84 ± 0.02	M	8.17 ± 0.02	27.9 ± 2.5	H	0.754	0.573	-1.16 ± 0.05	b
Gl 526	M1.5	8.46 ± 0.01	M	4.42 ± 0.21	184.1 ± 1.3	H	0.520	0.431	-0.10 ± 0.07	b
Gl 53.1 B	M3	13.60	G	8.67 ± 0.02	48.2 ± 1.06	H	0.280	0.273	+0.07 ± 0.12	a
Gl 544 B	M6	15.10	G	9.59 ± 0.02	48.12 ± 1.11	H	0.215	0.174	-0.20 ± 0.19	a
Gl 701	M1	9.37 ± 0.03	M	5.31 ± 0.02	128.3 ± 1.4	H	0.503	0.480	-0.20 ± 0.08	b
Gl 768.1 B	M3.5	13.10	G	8.01 ± 0.03	51.57 ± 0.77	H	0.310	0.349	+0.07 ± 0.12	a
Gl 783.2 B	M4	13.94	G	8.88 ± 0.02	48.83 ± 0.91	H	0.251	0.243	-0.16 ± 0.08	a
Gl 797 B	M2.5	11.88	G	7.42 ± 0.02	47.65 ± 0.76	H	0.460	0.489	-0.07 ± 0.04	a
Gl 809	M0.5	8.54 ± 0.04	M	4.62 ± 0.02	142.0 ± 0.8	H	0.584	0.576	-0.13 ± 0.10	b
Gl 81.1 B	K7	11.21	G	7.60 ± 0.03	29.43 ± 0.91	H	0.684	0.671	+0.09 ± 0.06	a
Gl 872 B	M1	11.70	G	7.30 ± 0.02	61.54 ± 0.77	H	0.414	0.405	-0.36 ± 0.11	a
Gl 887	M0.5	7.35 ± 0.02	M	3.46 ± 0.20	303.9 ± 0.9	H	0.522	0.476	-0.22 ± 0.09	b
LHS 104	esdK7	13.74 ± 0.02	M	10.4 ± 0.02	19.3 ± 3.0	Y	0.471	0.308	-1.33 ± 0.04	b
LHS 12	M0.5	12.26 ± 0.04	M	8.68 ± 0.02	36.1 ± 4.3	H	0.486	0.367	-0.89 ± 0.04	b
LHS 170	sdK	10.68 ± 0.01	M	7.60 ± 0.02	30.2 ± 2.4	H	0.753	0.658	-0.97 ± 0.06	b
LHS 173	sdK7	11.11 ± 0.01	M	7.79 ± 0.02	39.2 ± 2.5	H	0.615	0.499	-1.19 ± 0.05	b
LHS 174	sdM0.5	12.75 ± 0.01	M	9.14 ± 0.02	22.6 ± 7.4	Y	0.554	0.468	-1.11 ± 0.05	b
LHS 1819	K4	10.88 ± 0.02	M	8.29 ± 0.03	17.0 ± 2.6	H	0.888	0.775	-0.77 ± 0.09	b
LHS 1841	K	13.18 ± 0.03	M	10.39 ± 0.02	17.5 ± 3.3	Y	0.571	0.344	-1.47 ± 0.06	b
LHS 236	sdK7	13.10 ± 0.01	M	9.85 ± 0.02	18.2 ± 2.9	Y	0.570	0.423	-1.32 ± 0.05	b
LHS 2938	K7	10.67 ± 0.02	M	7.76 ± 0.02	19.0 ± 2.0	H	0.885	0.832	-0.21 ± 0.11	b
LHS 3084	sdK	13.43 ± 0.03	M	9.78 ± 0.02	19.1 ± 2.9	Y	0.513	0.416	-0.73 ± 0.05	b
LHS 343	sdK	13.82 ± 0.02	M	10.66 ± 0.02	18.6 ± 3.7	Y	0.471	0.284	-1.74 ± 0.03	b
LHS 467	esdK7	12.21 ± 0.03	M	8.78 ± 0.02	26.0 ± 3.6	H	0.586	0.479	-1.10 ± 0.05	b
LHS 5337	M0	11.15 ± 0.03	M	7.47 ± 0.02	34.5 ± 3.3	H	0.647	0.624	-0.50 ± 0.06	b
NLTT 45791	M	13.10	N	8.23 ± 0.03	34.57 ± 0.73	G	0.398	0.465	-0.07 ± 0.05	a

[†] M: Mermilliod et al. (1997), G: Gliese & Jareiss (1991), N: Gould & Chanamé (2004), T: Tycho Input Catalogue (Egret et al. 1992), S: Simbad database. Unfortunately there are no uncertainties on V-band photometry in the Gliese & Jareiss catalogue.

^{††} H: ESA (1997), Y: van Altena et al. (1995), G: Gould & Chanamé (2004).

[‡] a: this paper, b: Woolf & Wallerstein (2005).

The K-band photometry is from 2MASS. The mass estimates use the listed photometry and the M/L relations of Delfosse et al. (2000).

Table 5. Magnitudes, parallaxes, corresponding masse and metallicity estimates of M-dwarf neighbors.

Star	Spectral type	V [mag]	source V^\dagger	K [mag]	π [mas]	$M_{*,V}$ [M_\odot]	$M_{*,K}$ [M_\odot]	[Fe/H] [dex]
Gl15A	M1	8.10 ± 0.02	M	4.02 ± 0.02	280.30 ± 1.00	0.450	0.404	-0.45
Gl48	M3	10.05 ± 0.01	M	5.45 ± 0.02	122.80 ± 1.20	0.438	0.471	+0.04
Gl109	M3	10.60 ± 0.01	M	5.96 ± 0.02	132.40 ± 2.50	0.354	0.350	-0.20
Gl205	M1.5	7.97 ± 0.01	M	4.04 ± 0.26	175.70 ± 1.20	0.594	0.602	-0.09
LHS1805	M3.5	11.71	G	6.64 ± 0.02	132.10 ± 4.90	0.257	0.253	-0.16
Gl251	M3V	10.02 ± 0.01	M	5.28 ± 0.02	181.30 ± 1.90	0.346	0.350	-0.16
Gl273	M3.5	9.84 ± 0.01	M	4.86 ± 0.02	263.30 ± 1.40	0.289	0.291	-0.16
Gl285	M4.5	11.21 ± 0.02	M	5.70 ± 0.02	168.60 ± 2.70	0.262	0.309	+0.07
GJ1105	M3.5	12.01 ± 0.01	M	6.88 ± 0.03	120.80 ± 4.40	0.249	0.248	-0.15
GJ2066	M2	10.12 ± 0.01	M	5.77 ± 0.02	109.20 ± 1.80	0.456	0.459	-0.14
Gl382	M1.5	9.26 ± 0.01	M	5.01 ± 0.02	128.00 ± 1.50	0.526	0.541	-0.02
Gl388	M3	9.41 ± 0.02	M	4.59 ± 0.02	204.60 ± 2.80	0.391	0.423	+0.05
Gl393	M2	9.66 ± 0.01	M	5.31 ± 0.02	138.30 ± 2.10	0.454	0.448	-0.17
Gl402	M4	11.66 ± 0.01	M	6.37 ± 0.02	145.90 ± 3.80	0.249	0.260	-0.06
Gl408	M2.5	10.04 ± 0.01	M	5.34 [‡]	151.00 ± 1.60	0.387	0.372	-0.24
Gl411	M2	7.49 ± 0.04	M	3.25 ± 0.31	392.40 ± 0.90	0.435	0.410	-0.33
Gl412A	M0.5	8.82 ± 0.01	M	4.77 ± 0.02	206.90 ± 1.20	0.458	0.387	-0.51
Gl424	M0	9.30 ± 0.01	M	5.53 ± 0.02	109.90 ± 1.10	0.556	0.502	-0.47
Gl445	M3.5	10.84 ± 0.01	M	5.95 ± 0.03	185.50 ± 1.40	0.270	0.247	-0.26
Gl450	M1	9.74 ± 0.03	M	5.61 ± 0.02	116.90 ± 1.40	0.487	0.462	-0.29
Gl486	M3.5	11.38 ± 0.01	M	6.36 ± 0.02	121.80 ± 2.90	0.305	0.316	-0.08
Gl514	M0.5	9.04 ± 0.01	M	5.04 ± 0.03	131.10 ± 1.30	0.545	0.526	-0.23
LHS2784	M3.5	11.97 ± 0.02	W	6.98 ± 0.02	109.90 ± 3.20	0.265	0.261	-0.19
Gl526	M1.5	8.48 ± 0.03	M	4.42 ± 0.02	184.10 ± 1.30	0.527	0.502	-0.24
Gl555	M4	11.30 ± 0.02	M	5.94 ± 0.03	163.50 ± 2.80	0.252	0.284	+0.01
Gl581	M3	10.55 ± 0.01	M	5.84 ± 0.02	159.50 ± 2.30	0.324	0.307	-0.25
Gl625	M1.5	10.11 ± 0.01	M	5.83 ± 0.02	151.90 ± 1.10	0.375	0.323	-0.48
Gl628	M3.5	10.07 ± 0.02	M	5.08 ± 0.02	234.50 ± 1.80	0.294	0.296	-0.12
Gl687	M3	9.16 ± 0.02	M	4.55 ± 0.02	220.80 ± 0.90	0.343	0.401	+0.11
Gl686	M1	9.60 ± 0.02	M	5.57 ± 0.02	123.00 ± 1.60	0.486	0.447	-0.40
Gl701	M1	9.36 ± 0.01	M	5.31 ± 0.02	128.30 ± 1.40	0.499	0.481	-0.30
GJ1230B	M5	14.00	G	6.62 ± 0.02	120.90 ± 7.20	0.143	0.281	+0.15
Gl725A	M3	8.95 ± 0.01	M	4.43 ± 0.02	280.30 ± 3.60	0.361	0.334	-0.31
Gl725B	M3.5	9.72 ± 0.01	M	5.00 ± 0.02	284.50 ± 5.00	0.292	0.250	-0.34
Gl745A	M1.5	10.76	G	6.52 ± 0.02	115.90 ± 2.50	0.373	0.308	-0.54
Gl745B	M2	10.75	G	6.52 ± 0.02	112.80 ± 2.40	0.380	0.317	-0.52
Gl752A	M2.5	9.13 ± 0.01	M	4.67 ± 0.02	170.30 ± 1.40	0.460	0.484	-0.02
Gl793	M2.5	10.63 ± 0.01	M	5.93 ± 0.02	125.60 ± 1.10	0.376	0.374	-0.12
Gl809	M0.5	8.55 ± 0.02	M	4.62 ± 0.02	141.90 ± 0.80	0.589	0.577	-0.16
Gl849	M3.5	10.37 ± 0.01	M	5.59 ± 0.02	114.00 ± 2.10	0.410	0.475	+0.14
Gl860A	M3	9.85	G	4.78 ± 0.03	247.50 ± 1.50	0.292	0.322	-0.04
Gl873	M3.5	10.05 ± 0.01	M	5.30 ± 0.02	198.10 ± 2.00	0.300	0.317	-0.21
Gl876	M4	10.18 ± 0.01	M	5.01 ± 0.02	214.60 ± 0.20	0.293	0.334	+0.03
Gl880	M1.5	8.70 ± 0.02	M	4.52 ± 0.02	145.30 ± 1.20	0.569	0.586	+0.05
Gl896A	M3.5	10.38	G	5.33 ± 0.02	160.10 ± 2.80	0.333	0.387	+0.08
Gl896B	M4.5	12.40	G	6.26 ± 0.04	160.10 ± 2.80	0.186	0.248	+0.14
Gl908	M1	8.99 ± 0.01	M	5.04 ± 0.02	167.50 ± 1.50	0.479	0.421	-0.52

[†] M: Mermilliod et al. (1997), G: Gliese & Jareiss (1991), W: Weis (1991).[‡] K -band photometry given by Leggett (1992) and transformed to 2MASS system using the relation given by Carpenter (2001).

The mass estimates use the listed photometry and the M/L relations of Delfosse et al. (2000).

The K -band photometry originates from 2MASS and the parallaxes are adopted from the compilation of Delfosse et al. (2005, in prep.).

Etude statistique des planètes autour des naines M

6.1 Introduction

Le but de notre étude est d'en apprendre un peu plus sur la formation planétaire en sondant la présence de planètes autour des étoiles de très faible masse. Les naines M constituent la population stellaire dominante de la Galaxie (autant du point de vue de la masse que du nombre, Chabrier & Baraffe 2000). En connaître la fréquence qui abrite une ou plusieurs planètes est donc fondamental pour obtenir une vue globale de la population planétaire.

L'équipe dans laquelle j'effectue cette thèse ainsi que plusieurs équipes concurrentes recherchent des planètes en orbite autour des naines M en utilisant la technique des vitesses radiales (Bonfils et al. 2004; Endl et al. 2003; Kürster et al. 2003; Wright et al. 2004). Plusieurs étoiles sont communes aux différents échantillons, mais réunies elles composent virtuellement un échantillon de 200–300 naines M.

Ces efforts ont jusqu'à aujourd'hui permis la découverte de 3 systèmes planétaires autour de naines M. Gl 876 a été le premier de ces systèmes (Delfosse et al. 1998; Marcy et al. 1998). Il compte aujourd'hui 3 planètes dont 2 ont une masse comparable à celle de Jupiter (Marcy et al. 2001) et dont la troisième a une masse estimée à $7.5 M_{\oplus}$, ce qui en fait la planète la plus légère connue à ce jour (Rivera et al. 2005). Ce système, organisé de manière hiérarchique et résonnant, demeure difficile à former dans le cadre des simulations. Parce que unique il est souvent considéré comme une exception qui déroge à la règle. Les 2 autres planètes, Gl 436 b (Butler et al. 2004) et Gl 581 (Bonfils et al. 2005c), détectée dans la cadre de cette thèse, sont 2 planètes de la masse de Neptune et à courtes périodes.

Ces détections contrastent avec le nombre de planètes observées autour des étoiles F, G et K. Environ 1% des étoiles de type solaire sont accompagnées d'un Jupiter chaud (i.e. d'une planète avec une masse $0.5 M_{\text{Jup}} < M_p < 10 M_{\text{Jup}}$, et $1 \text{ j} < P < 5 \text{ j}$). Cette fréquence est $f_p \simeq 4 - 5\%$ pour les planètes avec $1 M_{\text{Jup}} < M_p < 10 M_{\text{Jup}}$ et $P < 1500$ jours (Zucker & Mazeh 2001; Tabachnik & Tremaine 2002; Lineweaver & Grether 2003; Naef et al. 2005). Si le taux de planètes géantes était identique pour les naines M alors la probabilité de n'avoir détecté qu'un seul système (seul Gl 876 est une naine M avec des planètes géantes) pour 200 étoiles est inférieure à 3×10^{-6} . La fréquence de planètes géantes avec $P < 1500$ jours est donc vraisemblablement petite autour des naines M. Néanmoins les naines M

sont peu lumineuses et parfois actives et les programmes de recherches ont des précisions inégales. Un travail de ma thèse a donc été d'évaluer grâce à des simulations quelle part de cette différence est intrinsèque et quelle part est due au biais d'observation (précision des mesures, échantillonnage temporel, conditions météorologiques...).

6.2 Echantillon de l'étude statistique

Notre recherche de planètes est basée sur 2 échantillons d'étoiles surveillées par vitesses radiales à haute précision, ELODIE et HARPS (§. 4). Afin d'obtenir une statistique raisonnable j'ai fait une analyse en rassemblant ces deux échantillons. Dans ceux-ci de nombreuses étoiles varient pour des raisons autres que la présence d'une planète : un compagnon stellaire (formant une binaire proche ou spectroscopique), l'activité magnétique, une rotation rapide, ou une très large erreur "photonique" de mesure pour les étoiles les plus faibles. L'étude que je présente dans ce chapitre est basée sur la dispersion des mesures pour chaque étoile. J'ai construit un sous-échantillon en excluant les étoiles pour lesquelles la cause des variations de vitesse est clairement identifiée : binaires, grands rotateurs ($v \sin i \geq 6.5 \text{ km s}^{-1}$), et les étoiles les plus faibles ($m_V > 14$). J'ai aussi exclu une étoile qu'une analyse du bissecteur a révélée active. De plus, le programme HARPS est trop récent pour que toutes les étoiles aient un nombre de mesure suffisant pour nos simulations, et dans l'échantillon HARPS je n'ai sélectionné que les 68 étoiles avec plus de 3 mesures. L'échantillon final compte 114 étoiles. Deux de ces étoiles ont des planètes (Gl 581 et Gl 876) et sont considérées à part. Je ne les utilise pas dans les simulations car la cause de leur variation de vitesse est clairement identifiée, en revanche j'en tiens compte *a posteriori* pour les estimations statistiques.

6.3 Simulations

Les simulations consistent à reproduire *virtuellement* les variations de vitesse radiale de systèmes planétaires *fictifs* de manière à les comparer aux variations *réelles* que nous mesurons. Le résultat de ces tests doit nous permettre d'évaluer les biais et de mieux interpréter les mesures *réelles* d'une étoile ou d'un ensemble d'étoiles.

6.3.1 Principe et méthode

A partir d'une étoile ou d'un ensemble d'étoiles considérées comme des primaires éventuelles, on crée x systèmes planétaires en choisissant x jeux de paramètres orbitaux (M, P, T_0, e, ω). A chaque étoile correspond des observations (i.e. des mesures réelles) : les vitesses (v_i), les erreurs correspondantes (ε_i), le calendrier des mesures (t_i) et la masse de l'étoile (m_1). Pour chaque système planétaire virtuel on calculera la variation de vitesse radiale induite ($v_{sim,i}$) aux vraies dates d'observations de l'étoile. On y ajoute le bruit poissonien attendu d'après le bruit de photon des mesures individuelles "vraies" de l'étoile. Une variation de vitesse simulée est donc la somme d'un signal S (une fonction des paramètres orbitaux, de la masse de l'étoile et du temps de la mesure) et d'un bruit (dont la réalisation est une statistique normale et un écart type ε_i correspondant à l'erreur de mesure vraie) :

$$v_{sim,i} = S(m_2, P, T_0, e, \omega, m_1, t_i) + B(\varepsilon_i) \quad (6.1)$$

Notons que quand une mesure est soumise à un bruit on ne peut la reproduire que de manière statistique. Pour cela il faut réaliser virtuellement la mesure de nombreuses fois et perturber chacune des réalisations avec un tirage aléatoire correspondant au bruit. Dès lors, la représentation statistique d'une mesure virtuelle est un ensemble de n réalisations possibles de cette mesure. Une mesure est donc mieux représentée par un vecteur $\mathbf{v}_{\text{sim},i}$ de n éléments, chaque élément étant une réalisation de la mesure, c'est-à-dire la somme du signal S (le même pour tous les éléments) et d'un bruit B (dont la réalisation est à chaque fois différente) :

$$\mathbf{v}_{\text{sim},i} = S(m_2, P, T_0, e, \omega, m_1, t_i) + \mathbf{B}(\epsilon_i). \quad (6.2)$$

Vient ensuite le test effectué sur les mesures simulées. Il dépend des effets qu'on veut mettre en évidence.

6.3.2 Evaluer la non-détection

Dans un premier temps j'explore quels sont les systèmes planétaires dont l'existence peut être rejetée par nos mesures. Le critère de test que j'utilise est simple : si les vitesses simulées ont une dispersion supérieure à celle des vitesses radiales observées c'est que le système n'existe pas. En effet si le système existait la variation de vitesse radiale aurait une dispersion au moins égale à la dispersion observée.

Soit RMS_{SIM} et RMS_{OBS} les dispersions respectives des vitesses radiales *simulées* et *observées*.

$$\text{RMS}_{\text{SIM}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i (v_{\text{sim},i} - \bar{v}_{\text{sim}})^2}, \quad (6.3)$$

et

$$\text{RMS}_{\text{OBS}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i (v_i - \bar{v})^2}, \quad (6.4)$$

où \bar{v}_{sim} et \bar{v} sont respectivement les moyennes des mesures simulées et réelles. Il y en a N si l'étoile a été observée N fois.

Pour reproduire virtuellement les vitesses qui sont des mesures bruitées, il faut faire plusieurs réalisations et donc considérer les $\mathbf{v}_{\text{sim},i}$ plutôt que les $v_{\text{sim},i}$. Pour cela on peut également exprimer les dispersions comme des vecteurs :

$$\mathbf{RMS}_{\text{SIM}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i (\mathbf{v}_{\text{sim},i} - \bar{\mathbf{v}}_{\text{sim}})^2}, \quad (6.5)$$

et

$$\mathbf{RMS}_{\text{OBS}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i (\mathbf{v}_i - \bar{\mathbf{v}})^2}. \quad (6.6)$$

Le critère de test s'exprime donc ainsi :

$$\mathbf{Test} = \mathbf{RMS}_{\text{SIM}} > \mathbf{RMS}_{\text{OBS}}, \quad (6.7)$$

où **Test** est un vecteur contenant les n résultats booléens de la comparaison entre chaque élément de \mathbf{RMS}_{SIM} et \mathbf{RMS}_{OBS} . Ainsi pour chaque réalisation je teste si $\mathbf{RMS}_{SIM} > \mathbf{RMS}_{OBS}$ et à chaque fois que cette inégalité est vérifiée je considère la réalisation incompatible avec l'hypothétique système planétaire. Pour l'ensemble des réalisations je comptabilise combien sont incompatibles et j'obtiens un taux de réalisations rejetant l'existence de ce système. Ce taux de réalisation est la probabilité que le système simulé n'existe pas compte tenu de nos observations :

$$P = \frac{1}{n} \sum_i \mathbf{Test}. \quad (6.8)$$

Mais attention, le résultat du test opposé ($\mathbf{RMS}_{SIM} \leq \mathbf{RMS}_{OBS}$) n'est pas la probabilité que le système existe, on peut encore être dominé par nos erreurs de mesures ou par de l'activité stellaire dont l'effet sur la vitesse radiale est difficile à simuler.

Pour les x systèmes planétaires simulés j'obtiens donc les probabilités qu'ils n'existent pas. Si les systèmes simulés sont dans leur ensemble représentatifs des systèmes planétaires, la moyenne des probabilités est statistiquement la fraction de systèmes planétaires dont l'existence est exclue¹ :

$$\chi = \frac{1}{x} \sum P. \quad (6.9)$$

6.3.3 Un Jupiter chaud se cache-t-il dans notre échantillon ?

Pour répondre à la question j'explore la possibilité de planètes non détectées dans l'échantillon ELODIE+HARPS.

Je construis une grille $M_p \sin i$ versus P et pour chaque point je génère 1000 systèmes virtuels. Pour cela je choisis au hasard à la fois les paramètres orbitaux restants (T_0 , e , ω), et les paramètres d'une étoile de l'échantillon (caractérisée par sa masse, le calendrier de ses observations, ses mesures de vitesses radiales et les erreurs associées). Les premiers tests exploratoires ont montré que l'excentricité e a peu d'influence, alors pour rendre les calculs plus productifs je l'ai fixée à zéro. ω ne joue plus aucun rôle si e est nul, je l'ai donc également fixé à zéro, si bien que au final seul T_0 et les caractéristiques stellaires sont choisis au hasard. La grille de 100×500 points est régulièrement échantillonnée et avec un pas assez petit pour échantillonner correctement les périodes typiques des observations (par exemple autour de 1 jour, 6 mois et 1 an). Bien que dans ce paragraphe on ne s'intéresse qu'aux Jupiters chauds la simulation est globale et couvre les périodes de 1 à 7000 jours et les masses projetées comprises entre $1 M_{\oplus}$ et $13 M_{Jup}$.

Pour chaque orbite générée je calcule la variation de vitesse radiale induite par la planète virtuelle aux vraies dates des observations. Puis je duplique ces mesures n fois pour leur ajouter n réalisations différentes d'un bruit poissonien. Moyennant une comparaison des dispersions des vitesses radiales *simulées* et *observées* j'en déduis pour chaque point de grille ($M_p \sin i, P$) quelle fraction de planètes notre programme peut rejeter. On obtient donc la fréquence des naines M de notre échantillon qui n'ont pas de planètes. Ce résultat est présenté dans la figure 6.1. J'y rapporte également des iso-contours pour les fréquences de non-détection.

Les Jupiters chauds autour des étoiles de type solaire sont concentrés dans le domaine $0.5 M_{Jup} < M_p \sin i < 2 M_{Jup}$ et $1 \text{ jour} < P < 5 \text{ jours}$. Dans cette région presque chaque point de grille indique que 100% des systèmes planétaires simulés sont exclus par nos mesures. Parmi les étoiles de notre

¹De manière générale je désigne par f la fréquence d'étoiles à planète et par χ la fréquence d'étoiles sans planète

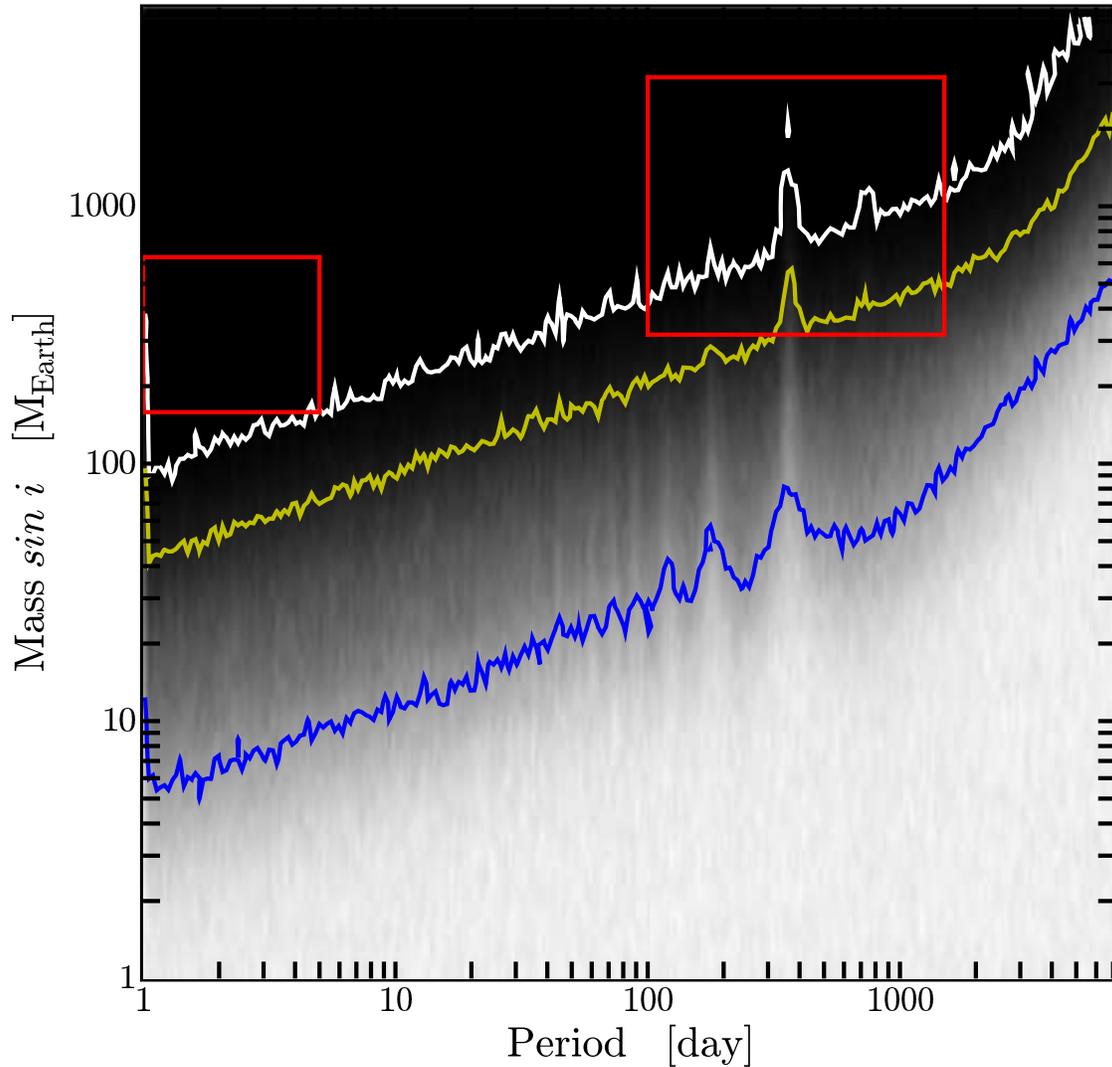


FIG. 6.1: Statistique pour les non-détections appliquée à l'échantillon joint ELODIE+HARPS. Les courbes correspondent aux iso-fréquences pour les non-détections (1, 10 et 50 %, de haut en bas). Les rectangles rouges délimitent les régions d'intérêt pour définir les fréquences de non-détection typiques pour les Jupiters chauds d'une part et les planètes géantes de longues périodes d'autre part. Le rectangle de gauche délimite la région $0.5 M_{\text{Jup}} < M_p \sin i < 2 M_{\text{Jup}}$ et $1 \text{ jour} < P < 5 \text{ jours}$. Le rectangle de droite délimite la région $1 M_{\text{Jup}} < M_p \sin i < 10 M_{\text{Jup}}$ et $100 \text{ jour} < P < 1500 \text{ jours}$ ($1 M_{\text{Jup}} = 318 M_{\oplus}$).

échantillon aucune ne peut donc avoir de planète dont la masse projetée est comparable à Jupiter et avec une période inférieure à 5 jours, sinon quoi les RMS_{OBS} seraient supérieurs (et nous aurions certainement caractérisé les systèmes).

6.3.4 Et pour de plus longues périodes ?

Je me suis ensuite demandé si nos mesures peuvent exclure la présence de planètes géantes pour des périodes plus longues. Nous avons vu que $\sim 4-5\%$ des étoiles de type solaire abritent des planètes de périodes plus courtes que 1500 jours et dont la masse est comprise entre 1 et $10 M_{Jup}$. C'est dans le domaine de périodes comprises entre 100 et 1500 jours que la plupart de ces planètes se concentrent, qui plus est de manière homogène en log (voir Fig. 2.3).

Pour calculer une fréquence moyenne de non-détection des planètes de longues périodes je pourrais faire une moyenne des fréquences obtenues avec les simulations dans cette zone du diagramme Masse-Période. Mais cela suppose que les planètes (si elles existent) se répartissent de manière homogène dans cette région du diagramme. En observant les étoiles de type solaire (voir diagramme 2.3, chap. 2) on voit que c'est une hypothèse définitivement trop optimiste. Je choisis plutôt de calculer cette moyenne pour des périodes comprises entre 100 et 1500 jours et je considérerai que cette fréquence moyenne s'applique aux périodes inférieures (voir Fig. 6.1).

La fréquence moyenne ainsi calculée est $\bar{f} \sim 98.8\%$. Cela signifie que statistiquement 98.8% des étoiles de notre échantillon test n'ont pas de planètes. En fait nous avons au préalable exclu 2 étoiles à planètes (Gl 876 et Gl 581) dont une possède plusieurs planètes dans le domaine de masses et de périodes étudié. Il faut *a posteriori* rajouter ces étoiles aux 112 étoiles de l'échantillon. La vraie fréquence des naines M de notre échantillon qui n'ont pas de planète dans le domaine de masse et de période considéré est donc $\sim 97.9\%$. Pour autant, il n'y a pas nécessairement $f \sim 2.1\%$ d'étoiles à planètes, il y a seulement $\sim 2.1\%$ d'étoiles dont la dispersion de vitesse radiale est suffisante pour être produite par la présence d'une planète. Parmi ces 2.1% l'une d'entre elle abrite effectivement plusieurs planètes, il s'agit de Gl 876.

6.3.5 Effets liés au calendrier et aux erreurs de mesures

Il existe des cas où les mesures ne peuvent pas exclure un système simulé parce que le signal attendu pour ce système est mal échantillonné par les mesures compte tenu des erreurs dont elles sont entachées.

En effet, si les mesures sont régulièrement espacées de 3 jours alors il n'est pas possible de caractériser un signal avec une période de 3 jours. On mesure le signal à la même phase et donc on mesure constamment la même valeur. Pour caractériser un signal périodique il faut non seulement une mesure précise mais aussi une bonne couverture de phase. Dans la figure 6.1 on observe une baisse de sensibilité pour les périodes voisine de 1 an. C'est là un exemple de biais d'échantillonnage (les étoiles sont observées lors de leur passage au méridien en milieu de nuit, une fois par an).

Il faut donc bien distinguer les cas où les mesures *n'excluent pas* l'existence du système simulé parce que la dispersion associée à ces mesures montre qu'il y a un signal (et donc peut être une planète) et les cas où les mesures *ne peuvent pas exclure* le système simulé parce qu'elles sont mal disposées pour cela.

A partir d'un deuxième jeu de simulations j'évalue la capacité globale de notre échantillon à rejeter

l'existence de systèmes fictifs compte tenu uniquement du calendrier et des erreurs de mesures. Pour cela, je reproduis les simulations décrites plus haut, mais cette fois quand je choisis une étoile au hasard je ne prends pas les mesures réelles. A la place je simule les observations en assumant que l'étoile n'a pas de planète :

$$\mathbf{v}_{\text{obs},i} = 0 + \mathbf{B}(\boldsymbol{\varepsilon}_i); \quad (6.10)$$

puisqu'on fait l'hypothèse qu'il n'y a pas de planète le signal est nul et il ne reste que les réalisations du bruit. Finalement cette nouvelle simulation compare deux RMS simulés. L'un est simulé pour une planète de masse et de période données (le même RMS_{SIM} que précédemment) et l'autre est simulé pour le cas où il n'y a pas de planète. Ce dernier est un nouveau RMS_{OBS} :

$$\text{RMS}_{\text{OBS}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i (\mathbf{v}_{\text{obs},i} - \bar{\mathbf{v}}_{\text{obs}})^2}. \quad (6.11)$$

En pratique comparer ces 2 dispersions revient à tester si l'étoile est variable compte tenu de la planète fictive qui lui est adjointe.

Si on s'intéresse à nouveau aux planètes à longues périodes on observe que le programme peut exclure 99.7% des planètes. Les 112 étoiles de notre échantillon test ont été mesurées avec une efficacité de 99.7%. Cela revient au même que si nous avons observé $0.997 \times 112 = 111.66$ étoiles avec 100% d'efficacité. Cela veut aussi dire que parmi les systèmes non-détectés de la simulation précédente une partie non négligeable étaient non détectés à cause de l'échantillonnage des mesures. On peut maintenant corriger de cet effet, ce qui nous donne une fréquence de non-détection corrigée égale à 99.1% et pour 111.66 étoiles.

Finalement, il faut ajouter *a posteriori* les 2 étoiles à planètes. Cela incrémente donc de 2 étoiles le nombre d'étoiles effectivement mesurées. Dans notre échantillon de 113.66 étoiles on a statistiquement 111.66 étoiles sans planètes, une étoile avec planète(s) (Gl 876) et une étoile ($0.009 \times 111.66 = 1$) pour laquelle un excès dans la dispersion des mesures laisse la place pour une planète ou de l'activité.

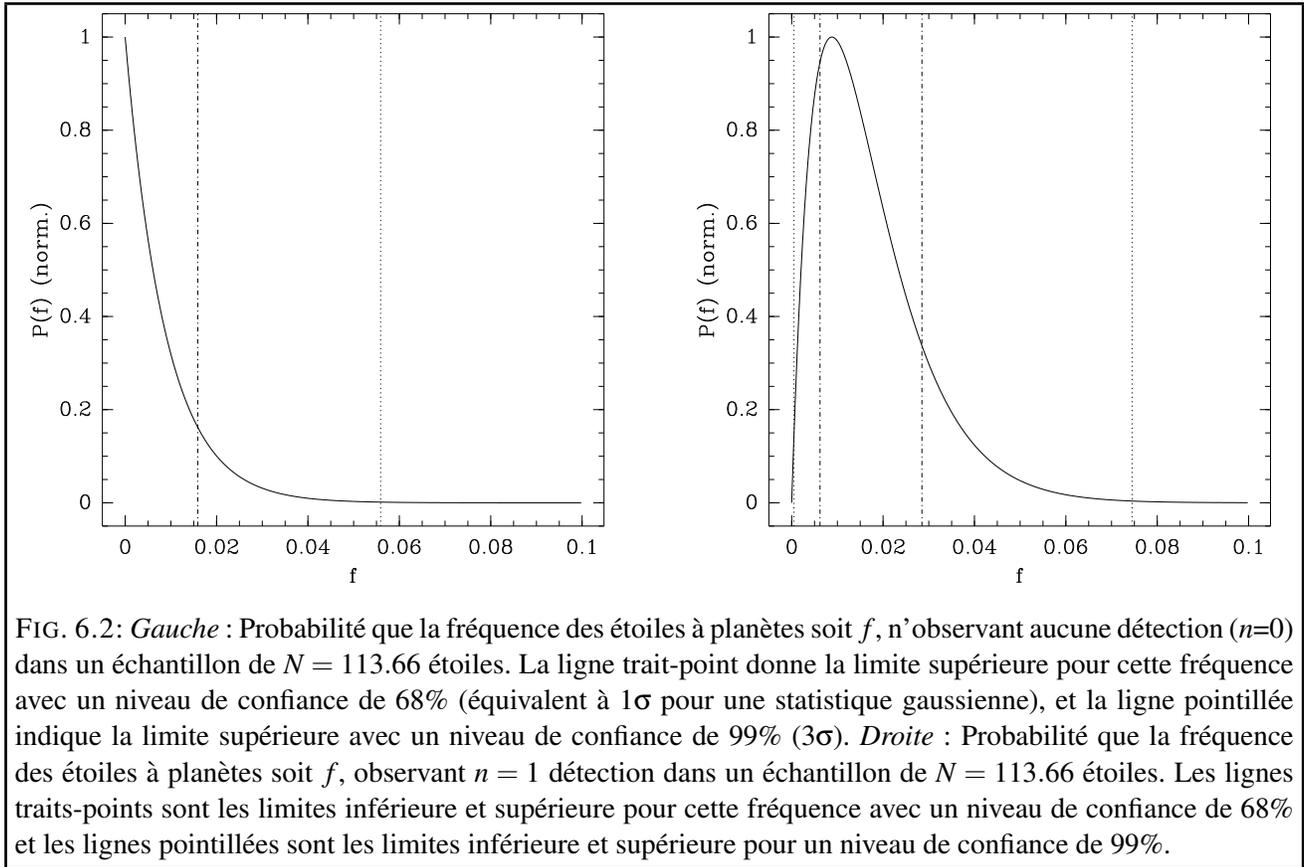
6.3.6 Fluctuations statistiques et intervalles de confiance

Pour généraliser la statistique déterminée à partir de nos simulations il faut prendre en compte les fluctuations statistiques dues au nombre fini d'étoiles dans l'échantillon.

On attend un nombre n de détections de planètes, qui dépend du nombre d'étoiles observées N et de la fréquence d'étoiles à planètes f . Dans notre cas la probabilité de n sachant N et f est exprimé par la loi binomiale :

$$P(n; N, f) = \frac{N!}{n!(N-n)!} f^n (1-f)^{N-n} \quad (6.12)$$

Nous pouvons aussi utiliser cette relation pour dériver $P_2(f; n, N)$, la probabilité que la fréquence des étoiles à planètes soit f , observant n détections dans un échantillon de N étoiles. Numériquement il suffit d'évaluer $P(n; N, f)$ pour différentes valeurs de f , en fixant n et N . La figure 6.2 représente $P_2(f; n, N)$ pour $N = 113.66$ (nombre d'étoiles effectivement observées) et (i) $n = 0$ (0 détection) et (ii) $n = 1$ (1 détection).



On définit ensuite l’intervalle de confiance centré comme l’intervalle contenant la *vraie* fréquence f avec une probabilité donnée. Pour une probabilité de 68% (par analogie à la variance d’une statistique gaussienne) l’intervalle de confiance centré $[f_1, f_2]$ est défini par $\int_0^{f_2} P_2(f; n, N) df = 0.84$ et $\int_{f_1}^1 P_2(f; n, N) df = 0.84$. On peut aussi définir une probabilité de 99% par analogie aux 3σ d’une statistique gaussienne.

6.3.7 Le taux de naines M à planètes

Considérant le résultat de nos simulations on peut déterminer, avec un certain niveau de confiance, la fréquence de naines M ayant des planètes. Nous avons considéré 2 cas, les Jupiters chauds et les planètes géantes de périodes plus longues.

Pour les Jupiters chauds nous avons donc zéro détection pour 114 étoiles. Nous ne pouvons déterminer qu’une limite supérieure quant à la présence de planètes. Ainsi la fréquence de Jupiters chauds ($0.5 M_{\text{Jup}} < M_p \sin i < 10 M_{\text{Jup}}$ et $1 \text{ jour} < P < 5 \text{ jours}$) est plus petite que 1% avec un niveau de confiance de 68% et plus petite que 5% avec un niveau de confiance de 99%. Comparé aux naines F, G et K, pour lesquelles le taux de Jupiter chauds est voisin de 1%, le déficit de Jupiters chauds autour des naines M est donc suggestif, mais encore peu robuste à partir de nos seules observations.

Pour les plus longues périodes nous avons 1 détection de sorte qu’on peut à la fois estimer une limite supérieure et une limite inférieure. Les taux de non-détection nous ont aussi montré qu’il y avait statistiquement 1 étoile de plus dont les mesures de vitesses ont une dispersion qui laisse la possibilité pour une deuxième planète dans l’échantillon. Néanmoins c’est une évaluation statistique qui ne différencie pas une planète de l’activité. J’ai fait le choix (conservateur) de déterminer une

limite inférieure pour la fréquence de planètes en ne considérant qu’une seule détection et une limite supérieure en considérant 2 détections. Ainsi la fréquence de naines M avec au moins une planète de la masse de Jupiter ($1M_{\text{Jup}} < M_p \sin i < 10M_{\text{Jup}}$) et de période $P < 1500$ jours est comprise dans l’intervalle $0.6\% < f < 4\%$ avec un niveau de confiance de 68% et dans l’intervalle $0.05\% < f < 9\%$ avec un niveau de confiance de 99%. Pour ce domaine de masse et de période la fréquence de planète de la masse de Jupiter semble petite. Néanmoins la différence avec les étoiles de type solaire qui compte 4 – 5% d’étoiles à planètes dans ce domaine Masse-Période est statistiquement modeste.

La principale limitation quant au degré de confiance qu’on attribue aux faibles taux de naines M à planètes est bien sûr le nombre d’étoiles considérées dans l’étude statistique. Même sans connaître le détail des observations, les programmes concurrents apportent du crédit à l’hypothèse d’un taux d’étoiles à planète plus faible pour les naines M. En effet le recouvrement des échantillons n’est que partiel et la seule naine M avec des planètes massives est une découverte indépendante de Delfosse et al. (1998) et de Marcy et al. (1998). Un échantillon virtuel global représenterait donc 2 à 3 fois plus d’étoiles mais un nombre de détections identique. De même, la précision annoncée des programmes de recherche concurrents est meilleure que notre programme ELODIE (mais en deçà de ce que nous obtenons avec HARPS). Il faut dire que la plupart utilisent des télescopes de 10 m alors qu’avec le 193 cm de l’Observatoire de Haute-Provence nous sommes limités par le bruit de photon.

En conclusion, mon étude statistique démontre que nous sommes limités par le nombre de cibles plutôt que par des biais de mesure, par l’activité stellaire ou le bruit de photon. Cette étude évalue quantitativement le déficit de planètes géantes à courte et à longue période. Elle ne permet pas à elle seule de *prouver* que le taux d’étoiles avec au moins une planète géante et de période inférieure à 1500 jours est plus petit pour les naines M que pour les étoiles de type solaire. En revanche elle fiabilise le raisonnement qu’on applique à l’ensemble des sources de nos programmes et des programmes concurrents. Finalement, le déficit de planètes géantes à longue période semble donc probable. Pour aller plus loin et préciser le taux de naines M à planètes il est nécessaire d’augmenter la taille de l’échantillon (soit en mettant en commun les mesures des différents groupes, soit en élargissant nos programmes).

6.4 Le rôle de la métallicité

Une propriété statistique remarquable des planètes géantes est d’être trouvées plus fréquemment autour d’étoiles riche en métaux (Gonzalez 1997, 1998; Santos et al. 2001, 2004; Fischer & Valenti 2005). Santos et al. (2001, 2003) ont fait la comparaison entre un échantillon d’étoiles *avec* et un échantillon *sans* planètes. Ces échantillons, extraits du même programme de recherche sont analysés de la même manière. Ils ont ainsi confirmé, libre de tout biais relatif, la nature riche en métaux des étoiles hôtes de planètes.

Cette corrélation n’est pas (encore) vérifiée pour les étoiles hôtes de planètes de la masse de Neptune, et pas non plus pour les naines M à planètes. Bien que leur nombre soit petit (4), on observe que la distribution des métallicités des étoiles F, G et K connues pour avoir une planète de la masse de Neptune est plutôt plate (Udry et al. 2005). Les observations qui ont conduit aux découvertes de ces planètes ont souvent été des suivis d’étoiles connues pour avoir une planète géante. Un biais vers les étoiles riches en métaux était donc attendu (la détection de la planète géante favorise les étoiles hôtes riches en métaux). Dans le chapitre 5, nous avons également estimé la métallicité des 3 naines M connues pour avoir des planètes. Les premiers résultats ne permettent pas de confirmer ou d’infirmier la corrélation planète-métallicité pour les étoiles de très faibles masses (Bonfils et al. 2005b,c).

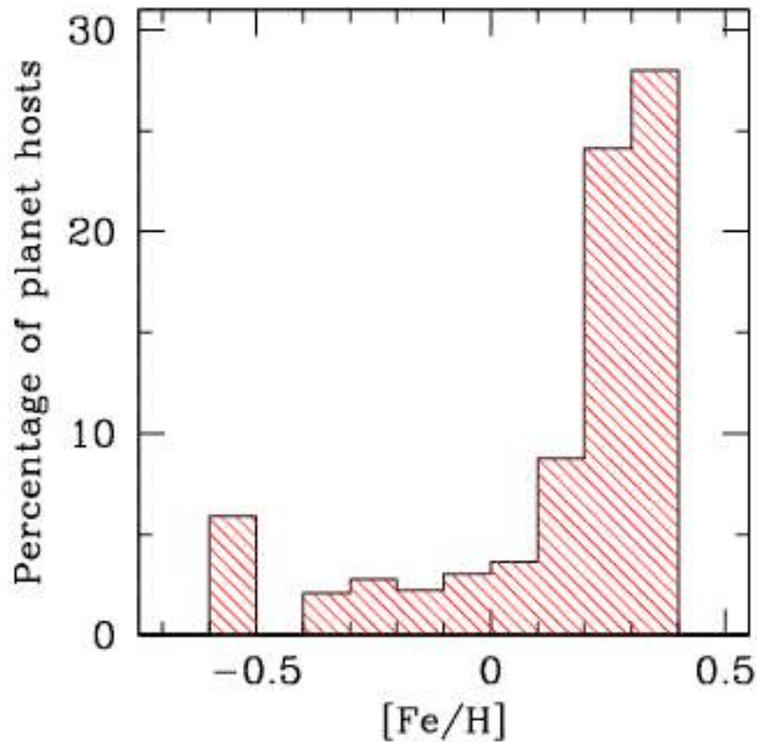


FIG. 6.3: Pourcentage d'étoiles à planètes parmi les étoiles de l'échantillon CORALIE en fonction de leur métallicité. D'après Santos et al. (2004).

Rappelons aussi brièvement que nous avons mesuré la différence de métallicité moyenne entre étoiles de type solaire et naines M (Bonfils et al. 2005b). Nous avons trouvé les étoiles M légèrement plus pauvres en métaux de 0.06 dex avec néanmoins un niveau de confiance encore modeste (2.6σ). Si la formation des planètes est sensible à la métallicité autant pour les naines M que pour les étoiles de type solaire, une telle différence diminuera naturellement le taux de naines M avec planètes.

Afin de quantifier le déficit attendu, j'utilise la distribution des métallicités des 1000 étoiles simples du programme de recherche CORALIE (Udry et al. 2000), et pour des translations successives de 0 à -0.25 dex (par pas de 0.01 dex) j'évalue comment le nombre de planètes attendues en est affecté, compte tenu de la dépendance entre fréquence de planètes et métallicité proposée par Santos et al. (2004) (voir Fig. 6.3). La figure 6.4 illustre le manque attendu en fonction de la différence de métallicité et montre qu'avec une différence de 0.06 dex on peut s'attendre à 20-30% de détections en moins. La métallicité est donc une des explications pour le déficit de planètes géantes autour des naines M, mais ne l'explique pas à elle seule.

6.5 Conclusion

Ce chapitre correspond à ce jour à l'estimation la plus précise du taux de naines M avec planètes. C'est une étude qui indique que le taux d'étoiles avec une planète de la masse de Jupiter est petit, mais la robustesse de ce résultat est encore modeste car notre échantillon est encore petit ($O(100)$). Si la corrélation planète-métallicité s'applique pour la formation des planètes autour des étoiles de faible masse alors une partie de ce faible taux s'explique par la légère déficience en métaux des naines M.

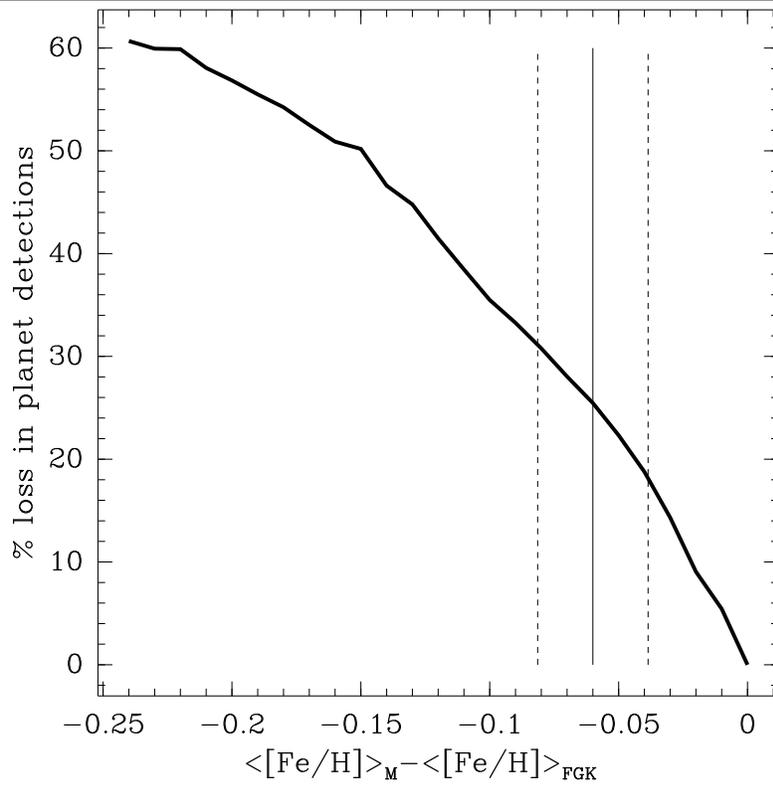


FIG. 6.4: Chute du nombre de détections (en %) en fonction de la différence de métallicité moyenne entre étoiles de type solaire et naines M. Cette distribution présuppose que la corrélation planète-métallicité ne dépend pas de la masse de l'étoile. La ligne verticale indique la différence que nous avons mesurée pour les naines M (Bonfils et al. 2005b). Les lignes traitillées correspondent à l'erreur statistique (1σ) sur cette mesure.

Nous avons vu au chapitre 2 que les travaux de Laughlin et al. (2004) et de Ida & Lin (2005) prédisent un déficit de planètes géantes autour des étoiles de très faible masse. Le faible taux de planètes géantes dérivé dans ce chapitre donne donc du crédit à cette thèse. Une autre prédiction est celle du nombre de Neptunes chauds qui est attendu grand comparé aux étoiles de type solaire d'une part et aux Jupiters chauds autour des naines M d'autres part. Les découvertes des planètes de la masse de Neptune sont récentes et aucun taux d'étoiles à planètes n'est dérivé pour ce domaine de masse. Il serait donc hasardeux de faire une comparaison avec les étoiles de type solaires aujourd'hui. Néanmoins que la moitié des planètes observées autour des naines M soient des planètes de la masse de Neptune est remarquable et va tout à fait dans le sens proposé par la théorie.

Remarques de conclusion et perspectives

7.1 Réalisations

Mon travail de thèse s’articule autour de trois thèmes :

- la détection de planètes autour de naines M
- la détermination de la métallicité des naines M
- l’étude statistique de nos échantillons

Les détections Dans ce manuscrit j’ai présenté la détection de Gl 581 b, une planète d’environ $16 M_{\oplus}$ avec une période de 5.4 jours. Jusqu’en 2004 aucune autre naine M que Gl 876 n’était connue pour avoir des planètes. Cette découverte inscrit Gl 581 comme la troisième naine M avec planète, juste après Gl 436 (Butler et al. 2004). Ces dernières sont le résultat d’efforts qui nous amènent à sonder un nouveau domaine de masse : les planètes de la classe de Neptune. De manière concurrente, j’ai aussi présenté le cas d’un candidat rejeté par nos diagnostics d’activité. Je montre ainsi que nous sommes en mesure de différencier les variations de vitesse radiale induites par un compagnon de celles causées par l’activité stellaire.

La métallicité La corrélation “planète-métallicité” est une propriété bien établie des systèmes planétaires. Au début de ma thèse j’ai souhaité déterminer la métallicité des naines M pour vérifier si l’excès en métaux des étoiles à planètes est aussi une propriété des étoiles de faible masse. Malheureusement, il était difficile d’estimer la métallicité des naines M car aucun estimateur n’était connu avant ma thèse. Pour contourner les difficultés inhérentes aux naines M nous avons observé des couples d’étoiles composés d’une primaire de type F, G ou K et d’une secondaire de type M. Comme il est facile de déterminer la métallicité des étoiles de type solaire nous avons mesuré la métallicité des primaires et supposé que celles des naines M était identique. A partir de ces déterminations, et avec d’autres trouvées dans la littérature, j’ai pu établir une calibration photométrique de la métallicité. Cette calibration repose sur le fait que la luminosité infra-rouge des naines M est peu dépendante de la métallicité alors que la luminosité visible l’est beaucoup. Grâce à cette calibration j’ai aussi pu estimer la métallicité des naines M à planètes, Gl 876 (+0.02 dex), Gl 436 (−0.03 dex) et Gl 581 (−0.25 dex), soit une distribution plutôt plate. Le nombre de naines M à planète connues est encore trop petit pour établir une fréquence en fonction de la métallicité. Enfin la calibration nous est utile pour déterminer la distribution de métallicité de notre échantillon et interpréter les premiers résultats

de l'étude statistique.

L'étude statistique Parce que Gl 876 est longtemps restée la seule naine M à planètes connue, l'idée d'un taux de planètes plus faible pour les étoiles du bas de la séquence principale est venue progressivement. Des travaux théoriques sont également venus argumenter cette idée (Laughlin et al. 2004; Ida & Lin 2005). Au chapitre 6 j'ai montré comment estimer la fréquence de planètes, pour les Jupiters chauds d'une part, et pour les planètes géantes à longues périodes d'autre part. A partir de nos mesures de vitesses radiales concernant 114 étoiles (dont 2 étoiles à planètes) je trouve un taux d'étoiles à planète petit : $< 1\%$ de Jupiter-chauds et $0.05\% < f < 4\%$ de planètes géantes avec $P < 1500$ jours avec un niveau de confiance de 68%. Limité par le nombre d'étoiles considérées ce résultat ne permet pas encore de prouver (niveau de confiance de 99%) que le taux d'étoiles à planètes est plus petit pour les naines M que pour les étoiles de type solaire. Ce faible taux est pourtant pressenti car c'est en fait plus de 200 étoiles qui sont surveillées à la fois par nous et les équipes concurrentes. Dans ce chapitre je montre aussi qu'une partie du faible taux de naines M à planètes peut être expliqué par leur légère déficience en métaux (déficience de 0.06 dex, par ailleurs établie par notre étude sur la métallicité des naines M).

7.2 Perspectives

Détections et étude statistiques Dans un proche futur nous aimerions tous multiplier le nombre de détections, cela va de soi, car alors le nombre d'observables produites, et potentiellement de propriétés statistiques, serait plus grand que seulement le taux d'étoiles à planètes (ou sans planète !). La poursuite du programme engagé avec HARPS va semble-t-il nous permettre ces détections prochainement, d'une part grâce au suivi de plusieurs candidats dégagés par les 2 premières années de mesures, d'autre part parce qu'une partie de cet échantillon n'a pas encore été mesurée. Les prochaines observations d'étoiles encore non mesurées ou mesurées seulement 2 fois vont d'ailleurs accroître l'échantillon utilisé pour les simulations de presque une trentaine d'étoiles et donc préciser la fréquence d'étoiles à planète.

Un nouveau programme commence également avec SOPHIE, le nouveau spectrographe qui remplacera ELODIE dès juin 2006. Cet instrument est spécifié pour une précision de 3 m s^{-1} et sera 10 à 15 fois plus efficace que ELODIE (la transmission attendue est de 10 à 15% contre moins de 1% pour ELODIE). Avec SOPHIE nous nous sommes proposés un programme ambitieux pour la recherche de planètes autour de 200-300 naines M.

La réunion des échantillons HARPS et SOPHIE nous permettra de dériver une statistique robuste¹ à la fois pour les planètes géantes à longue période (~ 2000 jours), pour les planètes de la masse de Neptune pour des périodes < 100 jours, voire même pour des planètes de la masse de la Terre à très courte période (< 10 jours).

La métallicité Un des premiers projets d'après thèse sera l'analyse de la contrepartie Sud de notre programme de détermination de la métallicité. J'ai observé 50 nouveaux couples avec FEROS et nous avons fait une demande pour utiliser UVES (un spectrographe installé au foyer d'un des télescopes

¹Par exemple, si pour 300 étoiles il n'y a pas plus de 3 naines M du type de Gl 876, avec au moins une planète géante, alors la différence du taux d'étoiles à planète entre étoiles de type solaire et naines M est significative avec un niveau de confiance de 99%

de 8.2m du VLT) afin d'observer presque une centaine d'autres couples et étendre notre calibration aux types spectraux plus tardifs, c'est-à-dire aux étoiles de plus faible masse. Au total c'est plus de 150 couples qui seront à notre disposition pour dériver une calibration à la fois plus étendue et plus précise de la métallicité des naines M.

Cette nouvelle calibration sera particulièrement utile pour préciser la différence de métallicité moyenne entre les naines M et les étoiles de type solaire ou encore pour donner précisément la métallicité de toutes les étoiles de nos échantillons. En effet nous avons vu que la métallicité a un impact important quant au nombre de détections attendues, pour autant que la corrélation "planète-métallicité" se vérifie pour les étoiles de faible masse. Pour dissocier les causes éventuelles d'un déficit de planètes (dépendance en la métallicité versus dépendance en la masse de l'étoile) il faut précisément connaître la distribution de métallicité de nos échantillons.

Entre temps nous profiterons bien entendu des nouvelles détections pour vérifier si les planètes se forment aussi préférentiellement autour des étoiles plus riches en métaux quand ces étoiles sont des naines M.

L'activité Jusqu'à aujourd'hui nous avons utilisé les diagnostics d'activité basés sur la variation du bissecteur et la relative intensité de la raie H en émission du Ca II. Les diagnostics que nous faisons sont encore très qualitatifs. Dans un premier temps il nous faut établir des relations entre dispersions des vitesses et indicateurs d'activités afin de mieux sélectionner nos étoiles *a priori*. Nous prévoyons également de chercher d'autres indicateurs d'activité en construisant de nouveaux indices spectraux. Nous voulons aussi établir une relation entre variabilité photométrique et variabilité de vitesse radiale. Des observations photométriques de Harps-2 (§4.4) et une modélisation fine de l'influence des taches nous aideront pour cette étude.

Bibliographie

- Albrow, M. D., An, J., Beaulieu, J.-P., et al. 2001,
Limits on the Abundance of Galactic Planets From 5 Years of PLANET Observations,
ApJ, 556, L113
- Alibert, Y., Mordasini, C., Benz, W., & Winisdoerffer, C. 2005,
Models of giant planet formation with migration and disc evolution,
A&A, 434, 343
- Allard, F. & Hauschildt, P. H. 1995,
Model atmospheres for M (sub)dwarf stars. 1 : The base model grid,
ApJ, 445, 433
- Alonso, R., Brown, T. M., Torres, G., et al. 2004,
TrES-1 : The Transiting Planet of a Bright K0 V Star,
ApJ, 613, L153
- Babel, J. 1998,
Diffusion, Winds and X-Rays from Magnetic Stars,
Highlights in Astronomy, 11, 674
- Baraffe, I., Selsis, F., Chabrier, G., et al. 2004,
The effect of evaporation on the evolution of close-in giant planets,
A&A, 419, L13
- Baranne, A., Mayor, M., & Poncet, J. L. 1979,
CORAVEL - A new tool for radial velocity measurements,
Vistas in Astronomy, 23, 279
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996,
ELODIE : A spectrograph for accurate radial velocity measurements.,
A&AS, 119, 373
- Barbieri, M. & Gratton, R. G. 2002,
Galactic orbits of stars with planets,
A&A, 384, 879
- Benedict, G. F., McArthur, B., Chappell, D. W., et al. 1999,
Interferometric Astrometry of Proxima Centauri and Barnard's Star Using HUBBLE SPACE TE-

- LESCOPE Fine Guidance Sensor 3 : Detection Limits for Substellar Companions*,
AJ, 118, 1086
- Benedict, G. F., McArthur, B. E., Forveille, T., et al. 2002,
A Mass for the Extrasolar Planet Gliese 876b Determined from Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensor 3 Astrometry and High-Precision Radial Velocities,
ApJ, 581, L115
- Benz, W. & Mayor, M. 1984,
Photoelectric rotational velocities of late-type dwarfs,
A&A, 138, 183
- Beuzit, J.-L., Mouillet, D., Dohlen, K., & Puget, P. 2005, in SF2A-2005 : Semaine de l'Astrophysique Francaise, 215–+
- Bond, I. A., Udalski, A., Jaroszyński, M., et al. 2004,
OGLE 2003-BLG-235/MOA 2003-BLG-53 : A Planetary Microlensing Event,
ApJ, 606, L155
- Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., Forveille, T., & Naef, D. 2005a,
The HARPS search for southern extra-solar planets. VI. A Neptune-mass planet around the nearby M dwarf Gl 581,
In Proceeding of OHP Conf. "Tenth Anniversary of 51Peg"
- Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2004, in ASP Conf. Ser. 321 : Extrasolar Planets : Today and Tomorrow, 101–+
- Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2005b,
Metallicity of M dwarfs. I. A photometric calibration and the impact on the mass-luminosity relation at the bottom of the main sequence,
A&A, 442, 635
- Bonfils, X., Forveille, T., Delfosse, X., et al. 2005c,
The HARPS search for southern extra-solar planets. VI. A Neptune-mass planet around the nearby M dwarf Gl 581,
A&A, 443, L15
- Bouchy, F., Pont, F., Santos, N. C., et al. 2004,
Two new "very hot Jupiters" among the OGLE transiting candidates,
A&A, 421, L13
- Bouchy, F., Udry, S., Mayor, M., et al. 2005,
ELODIE metallicity-biased search for transiting Hot Jupiters II. A very hot Jupiter transiting the bright K star HD189733,
ArXiv Astrophysics e-prints
- Brown, M. E., Trujillo, C. A., & Rabinowitz, D. L. 2005,
Discovery of a Planetary-sized Object in the Scattered Kuiper Belt,
ApJ, 635, L97

- Bryden, G., Chen, X., Lin, D. N. C., Nelson, R. P., & Papaloizou, J. C. B. 1999,
Tidally Induced Gap Formation in Protostellar Disks : Gap Clearing and Suppression of Protoplanetary Growth,
ApJ, 514, 344
- Butler, R. P., Marcy, G. W., Williams, E., et al. 1996,
Attaining Doppler Precision of 3 M s⁻¹,
PASP, 108, 500
- Butler, R. P., Vogt, S. S., Marcy, G. W., et al. 2004,
A Neptune-Mass Planet Orbiting the Nearby M Dwarf GJ 436,
ApJ, 617, 580
- Chabrier, G. & Baraffe, I. 2000,
Theory of Low-Mass Stars and Substellar Objects,
ARA&A, 38, 337
- Charbonneau, D., Allen, L. E., Megeath, S. T., et al. 2005,
Detection of Thermal Emission from an Extrasolar Planet,
ApJ, 626, 523
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000,
Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star,
ApJ, 529, L45
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. 2002,
Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere,
ApJ, 568, 377
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004,
A giant planet candidate near a young brown dwarf. Direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing,
A&A, 425, L29
- . 2005,
Giant planet companion to 2MASSW J1207334-393254,
A&A, 438, L25
- Deeg, H. 1998, in ASP Conf. Ser. 134 : Brown Dwarfs and Extrasolar Planets, 216–+
- Delfosse, X., Forveille, T., Mayor, M., et al. 1998,
The closest extrasolar planet. A giant planet around the M4 dwarf GL 876,
A&A, 338, L67
- Delfosse, X., Forveille, T., Ségransan, D., et al. 2000,
Accurate masses of very low mass stars. IV. Improved mass-luminosity relations,
A&A, 364, 217
- Deming, D., Seager, S., Richardson, L. J., & Harrington, J. 2005,
Infrared radiation from an extrasolar planet,
Nature, 434, 740

- Einstein, A. 1936,
Lens-Like Action of a Star by the Deviation of Light in the Gravitational Field,
Science, 84, 506
- Endl, M., Cochran, W. D., Tull, R. G., & MacQueen, P. J. 2003,
A Dedicated M Dwarf Planet Search Using The Hobby-Eberly Telescope,
AJ, 126, 3099
- Favata, F., Micela, G., & Sciortino, S. 1997,
The [Fe/H] distribution of a volume limited sample of solar-type stars and its implications for galactic chemical evolution.,
A&A, 323, 809
- Fellgett. 1953,
Optica Acta, 2, 9
- Fischer, D. A. & Valenti, J. 2005,
The Planet-Metallicity Correlation,
ApJ, 622, 1102
- Ford, E. B., Havlickova, M., & Rasio, F. A. 2001,
Dynamical Instabilities in Extrasolar Planetary Systems Containing Two Giant Planets,
Icarus, 150, 303
- Ford, E. B. & Rasio, F. A. 2005,
On the relation between Hot-Jupiters and the Roche Limit,
ArXiv Astrophysics e-prints
- Fuhrmann, K., Pfeiffer, M. J., & Bernkopf, J. 1998,
F- and G-type stars with planetary companions : upsilon Andromedae, rho (1) Cancri, tau Bootis, 16 Cygni and rho Coronae Borealis,
A&A, 336, 942
- Gatewood, G. & Eichhorn, H. 1973,
An unsuccessful search for a planetary companion of Barnard's star (BD +4 3561).,
AJ, 78, 769
- Gaudi, B. S., Albrow, M. D., An, J., et al. 2002,
Microlensing Constraints on the Frequency of Jupiter-Mass Companions : Analysis of 5 Years of PLANET Photometry,
ApJ, 566, 463
- Gliese, W. & Jahreiß, H. 1991, Preliminary Version of the Third Catalogue of Nearby Stars, Tech. rep.
- Goldreich, P. & Tremaine, S. 1980,
Disk-satellite interactions,
ApJ, 241, 425
- Gonzalez, G. 1997,
The stellar metallicity-giant planet connection,
MNRAS, 285, 403

- . 1998,
Spectroscopic analyses of the parent stars of extrasolar planetary system candidates,
A&A, 334, 221
- . 2003,
Colloquium : Stars, planets, and metals,
Reviews of Modern Physics, 75, 101
- Gonzalez, G., Laws, C., Tyagi, S., & Reddy, B. E. 2001,
Parent Stars of Extrasolar Planets. VI. Abundance Analyses of 20 New Systems,
AJ, 121, 432
- Gould, A. & Chanamé, J. 2004,
New Hipparcos-based Parallaxes for 424 Faint Stars,
ApJS, 150, 455
- Gray, D. F. 1992, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres (The Observation and Analysis of Stellar Photospheres, by David F. Gray, pp. 470. ISBN 0521408687. Cambridge, UK : Cambridge University Press, June 1992.)*
- Griffin, R. F. 1967,
A Photoelectric Radial-Velocity Spectrometer,
ApJ, 148, 465
- Griffin, R. F. & Gunn, J. E. 1974,
The Palomar radial-velocity spectrometer.,
ApJ, 191, 545
- Halbwachs, J. L., Arenou, F., Mayor, M., Udry, S., & Queloz, D. 2000,
Exploring the brown dwarf desert with Hipparcos,
A&A, 355, 581
- Hayashi, C. 1981,
Structure of the solar nebula, growth and decay of magnetic fields and effects of magnetic and turbulent viscosities on the nebula,
Progress of Theoretical Physics Supplement, 70, 35
- Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2000,
A Transiting “51 Peg-like” Planet,
ApJ, 529, L41
- Holman, M., Touma, J., & Tremaine, S. 1997,
Chaotic variations in the eccentricity of the planet orbiting 16 CYG B.,
Nature, 386, 254
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2004,
Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. I. A Desert in the Mass and Semimajor Axis Distributions of Extrasolar Planets,
ApJ, 604, 388

- . 2005,
Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. III. Mass Distribution of Short-Period Planets around Stars of Various Masses,
ApJ, 626, 1045
- Ikoma, M., Nakazawa, K., & Emori, H. 2000,
Formation of Giant Planets : Dependences on Core Accretion Rate and Grain Opacity,
ApJ, 537, 1013
- Israelian, G., Santos, N. C., Mayor, M., & Rebolo, R. 2001,
Evidence for planet engulfment by the star HD82943,
Nature, 411, 163
- Jorissen, A., Mayor, M., & Udry, S. 2001,
The distribution of exoplanet masses,
A&A, 379, 992
- Kasting, J. F. & Catling, D. 2003,
Evolution of a Habitable Planet,
ARA&A, 41, 429
- Konacki, M., Torres, G., Jha, S., & Sasselov, D. D. 2003,
An extrasolar planet that transits the disk of its parent star,
Nature, 421, 507
- Konacki, M., Torres, G., Sasselov, D. D., & Jha, S. 2005,
A Transiting Extrasolar Giant Planet around the Star OGLE-TR-10,
ApJ, 624, 372
- Kürster, M., Endl, M., Rouesnel, F., et al. 2003,
The low-level radial velocity variability in Barnard's star (= GJ 699). Secular acceleration, indications for convective redshift, and planet mass limits,
A&A, 403, 1077
- Kurucz, R. 1993,
ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid.,
ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass. : Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993., 13
- Laughlin, G. 2000,
Mining the Metal-rich Stars for Planets,
ApJ, 545, 1064
- Laughlin, G. & Adams, F. C. 1997,
Possible Stellar Metallicity Enhancements from the Accretion of Planets,
ApJ, 491, L51+
- Laughlin, G., Bodenheimer, P., & Adams, F. C. 2004,
The Core Accretion Model Predicts Few Jovian-Mass Planets Orbiting Red Dwarfs,
ApJ, 612, L73

- Laws, C., Gonzalez, G., Walker, K. M., et al. 2003,
Parent Stars of Extrasolar Planets. VII. New Abundance Analyses of 30 Systems,
AJ, 125, 2664
- Lin, D. N. C., Bodenheimer, P., & Richardson, D. C. 1996,
Orbital migration of the planetary companion of 51 Pegasi to its present location.,
Nature, 380, 606
- Lin, D. N. C. & Ida, S. 1997,
On the Origin of Massive Eccentric Planets,
ApJ, 477, 781
- Lin, D. N. C. & Papaloizou, J. 1985, in *Protostars and Planets II*, 981–1072
- Lindegren, L. & Dravins, D. 2003,
The fundamental definition of “radial velocity”,
A&A, 401, 1185
- Lineweaver, C. H. & Grether, D. 2003,
What Fraction of Sun-like Stars Have Planets ?,
ApJ, 598, 1350
- Louis, C., Mayor, M., Bouchy, F., et al. 2005,
The HARPS search for southern extra-solar planets. III. Three Saturn-mass planets around HD 93083, HD 101930 and HD 102117,
A&A, 437, 1121
- Ludwig, H.-G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2002,
Numerical simulations of surface convection in a late M-dwarf,
A&A, 395, 99
- Marchal, L., Delfosse, X., Forveille, T., et al. 2003, in *IAU Symposium*, 311–+
- Marcy, G. W., Butler, R. P., Fischer, D., et al. 2001,
A Pair of Resonant Planets Orbiting GJ 876,
ApJ, 556, 296
- Marcy, G. W., Butler, R. P., Fischer, D. A., & Vogt, S. S. 2004, in *ASP Conf. Ser. 321 : Extrasolar Planets : Today and Tomorrow*, 3–+
- Marcy, G. W., Butler, R. P., Vogt, S. S., Fischer, D., & Lissauer, J. J. 1998,
A Planetary Companion to a Nearby M4 Dwarf, Gliese 876,
ApJ, 505, L147
- Masset, F. S. & Papaloizou, J. C. B. 2003,
Runaway Migration and the Formation of Hot Jupiters,
ApJ, 588, 494
- Mayor, M. 1980,
Metal abundances of F and G dwarfs determined by the radial velocity scanner CORAVEL,
A&A, 87, L1+
- Mayor, M. 1985, in *IAU Colloq. 88 : Stellar Radial Velocities*, 21–+

- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003,
Setting New Standards with HARPS,
The Messenger, 114, 20
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995,
A Jupiter-Mass Companion to a Solar-Type Star,
Nature, 378, 355
- Mazeh, T., Mayor, M., & Latham, D. W. 1997,
Eccentricity versus Mass for Low-Mass Secondaries and Planets,
ApJ, 478, 367
- Mazeh, T., Naef, D., Torres, G., et al. 2000,
The Spectroscopic Orbit of the Planetary Companion Transiting HD 209458,
ApJ, 532, L55
- Mazeh, T., Zucker, S., & Pont, F. 2005,
An intriguing correlation between the masses and periods of the transiting planets,
MNRAS, 356, 955
- Melo, C. H. F. 2001,
Ph.D. Thesis
- Muzerolle, J., Hillenbrand, L., Calvet, N., Briceño, C., & Hartmann, L. 2003,
Accretion in Young Stellar/Substellar Objects,
ApJ, 592, 266
- Naef, D., Mayor, M., Beuzit, J.-L., et al. 2005,
The ELODIE Planet Search : Synthetic View of the Survey and its Global Detection Threshold,
Cool Stars Proc.
- Natta, A., Testi, L., Muzerolle, J., et al. 2004,
Accretion in brown dwarfs : An infrared view,
A&A, 424, 603
- Nelson, R. P., Papaloizou, J. C. B., Masset, F., & Kley, W. 2000,
The migration and growth of protoplanets in protostellar discs,
MNRAS, 318, 18
- Neuhäuser, R., Guenther, E. W., Wuchterl, G., et al. 2005,
Evidence for a co-moving sub-stellar companion of GQ Lup,
A&A, 435, L13
- Pätzold, M. & Rauer, H. 2002,
Where Are the Massive Close-in Extrasolar Planets ?,
ApJ, 568, L117
- Pepe, F., Mayor, M., Queloz, D., et al. 2004,
The HARPS search for southern extra-solar planets. I. HD 330075 b : A new “hot Jupiter”,
A&A, 423, 385

- Perryman, M. A. C. 2000,
Extra-solar planets.,
Reports of Progress in Physics, 63, 1209
- Pont, F. 2005,
Photometric searches for transiting planets : results and challenges,
ArXiv Astrophysics e-prints
- Pont, F., Bouchy, F., Queloz, D., et al. 2004,
The “missing link” : A 4-day period transiting exoplanet around OGLE-TR-111,
A&A, 426, L15
- Poveda, A., Herrera, M. A., Allen, C., Cordero, G., & Lavalley, C. 1994,
Statistical studies of visual double and multiple stars. II. A catalogue of nearby wide binary and multiple systems.,
Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica, 28, 43
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, Numerical recipes in C. The art of scientific computing (Cambridge : University Press, —c1992, 2nd ed.)
- Queloz, D. 1995,
Ph.D. Thesis
- Queloz, D., Allain, S., Mermilliod, J.-C., Bouvier, J., & Mayor, M. 1998,
The rotational velocity of low-mass stars in the Pleiades cluster,
A&A, 335, 183
- Queloz, D., Henry, G. W., Sivan, J. P., et al. 2001,
No planet for HD 166435,
A&A, 379, 279
- Rasio, F. A. & Ford, E. B. 1996,
Dynamical instabilities and the formation of extrasolar planetary systems,
Science, 274, 954
- Reid, I. N. 2002,
On the Nature of Stars with Planets,
PASP, 114, 306
- Rivera, E. J., Lissauer, J. J., Butler, R. P., et al. 2005,
A $\sim 7.5 M_{\oplus}$ Planet Orbiting the Nearby Star, GJ 876,
ApJ, 634, 625
- Santos, N. C. 2002,
Ph.D. Thesis
- Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2000a,
Chemical analysis of 8 recently discovered extra-solar planet host stars,
A&A, 363, 228
- . 2001,
The metal-rich nature of stars with planets,
A&A, 373, 1019

- . 2004,
Spectroscopic [Fe/H] for 98 extra-solar planet-host stars. Exploring the probability of planet formation,
A&A, 415, 1153
- Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., Rebolo, R., & Udry, S. 2003,
Statistical properties of exoplanets. II. Metallicity, orbital parameters, and space velocities,
A&A, 398, 363
- Santos, N. C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2000b,
The CORALIE survey for Southern extra-solar planets. IV. Intrinsic stellar limitations to planet searches with radial-velocity techniques,
A&A, 361, 265
- Sato, B., Fischer, D. A., Henry, G. W., et al. 2005,
The N2K Consortium. II. A Transiting Hot Saturn Around HD 149026 With a Large Dense Core,
ArXiv Astrophysics e-prints
- Shkolnik, E., Walker, G. A. H., Bohlender, D. A., Gu, P.-G., & Kürster, M. 2005,
Hot Jupiters and Hot Spots : The Short- and Long-Term Chromospheric Activity on Stars with Giant Planets,
ApJ, 622, 1075
- Snedden, C. A. 1973,
Carbon and Nitrogen Abundances in Metal-Poor Stars.,
Ph.D. Thesis
- Sozzetti, A. 2004,
On the possible correlation between the orbital periods of extrasolar planets and the metallicity of the host stars,
MNRAS, 354, 1194
- Stevenson, D. J. 1982,
Formation of the giant planets,
Planet. Space Sci., 30, 755
- Struve, O. 1952,
Proposal for a project of high-precision stellar radial velocity work,
The Observatory, 72, 199
- Tabachnik, S. & Tremaine, S. 2002,
Maximum-likelihood method for estimating the mass and period distributions of extrasolar planets,
MNRAS, 335, 151
- Trilling, D. E., Benz, W., Guillot, T., et al. 1998,
Orbital Evolution and Migration of Giant Planets : Modeling Extrasolar Planets,
ApJ, 500, 428
- Udalski, A., Jaroszyński, M., Paczyński, B., et al. 2005,
A Jovian-Mass Planet in Microlensing Event OGLE-2005-BLG-071,
ApJ, 628, L109

- Udry, S., Mayor, M., Benz, W., et al. 2005,
The HARPS search for southern extra-solar planets V. A 14 Earth-masses planet orbiting HD 4308,
ArXiv Astrophysics e-prints
- Udry, S., Mayor, M., Naef, D., et al. 2002,
The CORALIE survey for southern extra-solar planets. VIII. The very low-mass companions of HD 141937, HD 162020, HD 168443 and HD 202206 : Brown dwarfs or “superplanets” ?,
A&A, 390, 267
- . 2000,
The CORALIE survey for southern extra-solar planets. II. The short-period planetary companions to HD 75289 and HD 130322,
A&A, 356, 590
- Udry, S., Mayor, M., & Santos, N. C. 2003,
Statistical properties of exoplanets. I. The period distribution : Constraints for the migration scenario,
A&A, 407, 369
- van de Kamp, P. 1963,
Astrometric Study of Barnard’s Star,
AJ, 68, 296
- Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2004,
Detection of Oxygen and Carbon in the Hydrodynamically Escaping Atmosphere of the Extrasolar Planet HD 209458b,
ApJ, 604, L69
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2003,
An extended upper atmosphere around the extrasolar planet HD209458b,
Nature, 422, 143
- Ward, W. R. 1997,
Protoplanet Migration by Nebula Tides,
Icarus, 126, 261
- Weidenschilling, S. J. & Marzari, F. 1996,
Giant Extrasolar Planets ? Jumping Jupiters !,
Bulletin of the American Astronomical Society, 28, 1113
- Wolszczan, A. 1994,
Confirmation of Earth Mass Planets Orbiting the Millisecond Pulsar PSR :B1257+12,
Science, 264, 538
- Wolszczan, A. & Frail, D. A. 1992,
A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12,
Nature, 355, 145
- Wolf, V. M. & Wallerstein, G. 2005,
Metallicity measurements using atomic lines in M and K dwarf stars,
MNRAS, 356, 963

Wright, J. T., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2004,
Chromospheric Ca II Emission in Nearby F, G, K, and M Stars,
ApJS, 152, 261

Zucker, S. & Mazeh, T. 2001,
*Derivation of the Mass Distribution of Extrasolar Planets with MAXLIMA, a Maximum Likelihood
Algorithm*,
ApJ, 562, 1038

—. 2002,
On the Mass-Period Correlation of the Extrasolar Planets,
ApJ, 568, L113