



**HAL**  
open science

# Caractérisation de la population de planètes géantes à grandes séparations. Imagerie différentielle avec NaCo et SPHERE au VLT

Julien Rameau

► **To cite this version:**

Julien Rameau. Caractérisation de la population de planètes géantes à grandes séparations. Imagerie différentielle avec NaCo et SPHERE au VLT. Astrophysique [astro-ph]. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENY051 . tel-01466751

**HAL Id: tel-01466751**

**<https://theses.hal.science/tel-01466751v1>**

Submitted on 13 Feb 2017

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE**

Spécialité : **Astronomie & Astrophysique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Julien Rameau**

Thèse dirigée par **Dr. Anne-Marie Lagrange**  
et codirigée par **Dr. Gaël Chauvin**

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

**Caractérisation de la population de planètes géantes à grandes séparations**

Imagerie différentielle avec NaCo et SPHERE au VLT

Thèse soutenue publiquement le **2 octobre 2014**,  
devant le jury composé de :

**Pr., Claudine Kahane**

Professeure, Université de Grenoble (France), Présidente

**Dr., Claire Moutou**

Directrice de recherche, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (France), Rapporteur

**Pr., René Doyon**

Professeur, Université de Montréal (Canada), Rapporteur

**Pr., Michael R. Meyer**

Professeur, Ecole Polytechnique Fédérale de Zurich (Suisse), Examineur

**Dr., Christoph Mordasini**

Chercheur, Institut d'Astronomie du Max Planck (Allemagne), Examineur

**Dr., Anthony Boccaletti**

Chargé de recherche, Observatoire de Meudon/LESIA (France), Examineur

**Dr., Anne-Marie Lagrange**

Directrice de recherche, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (France), Directrice de thèse

**Dr., Gaël Chauvin**

Chargé de recherche, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (France), Co-Directeur de thèse











# Remerciements

Astronome, ce mot sort de ma bouche depuis aussi longtemps que mon père m'appelle Dadou, peut être un peu moins, certes, étant donné que c'est le premier mot que j'ai prononcé. Ce mot, je ne l'ai jamais oublié depuis que je suis à l'école. Il est même devenu un objectif. Avec les années d'études avalées petit à petit, ce mot a changé pour devenir astrophysicien ou chercheur en astrophysique. J'ai eu beau passer pour un fou auprès de mes proches, étant données les perspectives de carrière de plus en plus sombres qui se profilaient (profilent !) dans le paysage français. Même mon père me disait souvent "tu ferais mieux de faire plombier, tu es sûr de trouver du boulot et tu gagneras bien ta vie". Mais même dans l'incertitude, j'ai filé droit. Et me voici maintenant docteur en astrophysique :-)

Ce statut, je le dois à un grand nombre de personnes que j'ai eu la chance de rencontrer, de côtoyer, de collaborer et il est grand temps de les remercier. C'est toujours délicat d'écrire des remerciements sans que cela ne se termine en une liste de noms qui se suivent dans laquelle l'importance de chacun est perdue au milieu des virgules.

Anne-Marie, Gaël, c'est à vous que ces premières lignes sont dédiées mais elles ne peuvent pas à elles-seules tout résumer ! Je vous remercie infiniment de m'avoir accueilli en stage en 2009, puis par la suite en thèse sur un sujet passionnant et excitant et de m'avoir rapidement fait confiance. Je me souviens de nombreuses réunions, discussions, idées qui fusent et qui sont à tester, doutes, erreurs, prises de tête sur le SDI, périodes de rushs, mais aussi exaltations avec HD95 par exemple. Outre vos qualités d'encadrement et scientifiques, vous êtes tous deux très emphatiques et travailler avec vous est plus que plaisant et ô combien enrichissant. Merci.

La thèse, c'est également tout un tas de collaborations qui enrichissent et apportent des expertises complémentaires. Je pense à Mickaël B. avec qui je travaille depuis 4 ans maintenant, que j'ai pu harceler pour des plots ou de questions sur les modèles d'atmosphères mais tu as toujours répondu ! Merci à toi et que ça continue ! Merci également à Philippe D., David M., Jean-Charles A., de l'IPAG pour les discussions. Paris fut aussi de la partie avec un grand merci à Anthony B. et Anne-Lise M. pour les prises de tête sur le SDI (décidément !), Raphaël G. aussi pour le rush sur HD95. Parce que la recherche n'est pas limitée à la France, je remercie Julien G. pour son enthousiasme au VLT mais aussi Dimitri M. ; Tiffany M., Matthew K., Vanessa B. pour le mal de tête lors des réunions politiques à Victoria ; Sasha Q., Christoph M., Hubert K. pour le travail que nous avons réalisé ensemble.

Cette fin de thèse a été marquée par la soutenance. Je tenais à remercier René Doyon, pour avoir accepté d'être rapporteur, d'avoir fait l'aller-retour express et de m'avoir accepté en post doctorat pour ces deux années à venir ; Claire Moutou, pour avoir relu mon manuscrit avec attention et pertinence ; Claudine Kahanne pour avoir présider ce jury malgré le sujet un peu à côté de son domaine d'expertise ; puis Anthony Boccaletti (encore), Christoph Mordasini et Michael Meyer pour leur participation en tant qu'exa-

---

minateurs.

Le comité de suivi des thèses, il est un atout essentiel, là pour suivre le bon déroulement de nos thèses. Merci à POP, à Nicolas pour leur présence et leur volonté. Mais surtout merci à Myriam dont l'empathie est sans égale. Malgré la surcharge de travail, tu as toujours pris du temps pour nous, nous entendre nous plaindre. Je te remercie de t'être occupée de nous. Merci aussi d'avoir relu mon chapitre 3 au milieu des chapitres de Jacques :-)

La thèse, c'est aussi de l'enseignement pendant trois ans. Passer de l'autre côté des bancs de la fac était quelque chose qui m'a fait peur au début même si j'ai été tuteur pendant 2 ans juste avant. Mais quel plaisir ! Et ce plaisir, je le dois aussi aux équipes pédagogiques avec qui j'ai enseigné, et les membres marquants dont Fred M. (que j'ai eu en prof. et avec qui c'est passionnant d'enseigner !), Julien D., Estelle M. et j'en passe.

L'IPAG est aussi un labo que je commence à bien connaître grâce à Xavier D. Merci à toi de m'avoir offert mon tout premier stage en astro alors que je n'étais qu'un tout petit étudiant candide de L1. Tu m'as donné l'opportunité de me confronter à la recherche, ce qui m'a permis de me conforter dans ce projet de vie. Et voilà où j'en suis !

La thèse, c'est aussi un environnement avec son lot de personnes que l'on côtoie (un peu trop ? !), que l'on apprécie, que l'on adore et dont on ne peut plus se passer (ou pas !). La liste est longue mais ne doit pas transparaître comme impersonnelle et ne pas faire de jaloux ! Florian, docteur, sur les bancs de la fac avec moi depuis 8 ans maintenant, pour toutes les bières bues ensemble, prends soin de ma petite voiture ; Jacques, docteur, depuis 4 ans, avec ce nouvel attrait pour le squash, Victoria, et j'espère tant d'autres ; Romane, ah Romane, les potins, le lindy hop, la piscine, la petite cuillère, j'en passe, à bientôt de l'autre côté ; Mikhaël et le besoin d'infos de dernière minute, pour mon nouvel attrait pour le squash malgré les petites corrections (!) ; Justine et les plaques tectoniques, Justine et le rhum, Justine et tout finalement ; Julien, la Patagonie, Victoria, Sequoia NP, quelle sera la destination suivante ? ; Fabrice, super Fabrice, toujours présent (en soirées j'entends !) ; Simon, Fabien, Thomas, Solenn, Virginie, Antoine, Ali, Francesco (cher cobureau), Alexis (cher confrère) et encore Mickaël depuis ton retour dans ces murs (piscine !) et puis les anciens dont mon cher cobureau Rémi, Vianney, Astrid, Jérémy, Christophe, Illya. Bref, tout ce petit monde qui fait d'une thèse une expérience extra peuplée de sorties bars, cinés... Merci !

Avant d'en finir, un petit mot pour mes amis, Jérémy, Anaïs, Julie, Eric, Cyrielle, Julie qui m'ont supporté et me supporteront encore. Je n'en dis pas plus car vous savez déjà tout le reste !

Je terminerai par remercier mes parents, mes sœurs et le reste de ma famille qui m'ont toujours soutenu dans ce projet afin que je m'épanouisse malgré la distance imposée au cours de mes études (Canada) puis par la suite (Canada encore).

# Résumé

La formation, l'évolution et la structure des planètes font partie des grandes problématiques de l'astrophysique moderne. Les planètes géantes ont en effet un rôle majeur car elles possèdent l'essentiel de la masse des systèmes planétaires, influencent l'évolution dynamique donc la structure finale des systèmes planétaires observés autour des étoiles de la séquence principale, voire leur capacité à habiter la vie. Mon travail de thèse s'inscrit dans une démarche observationnelle qui est essentielle pour apporter des contraintes sur la diversité des systèmes exoplanétaires.

Mes premiers projets s'inscrivent dans un programme d'observations sur trois ans, à haut contraste et haute résolution angulaire, avec NaCo au VLT, dédié à la détection de nouveaux compagnons de masses planétaires autour d'étoiles jeunes et proches et possédant un disque de débris.

J'ai obtenu des observations de HD 142527, une étoile très jeune ( $\simeq 2$  millions d'années) entourée d'un disque massif de gaz et de poussières, structuré et présentant une cavité interne dont le rayon excède 150 unités astronomiques. Ces propriétés suggèrent fortement la présence de planètes géantes en formation. Bien qu'aucune planète n'ait été détectée, j'ai placé des contraintes uniques quant à leurs masses maximales, ce qui rejette l'hypothèse que les structures aient été créées par un objet plus massif.

Le deuxième objet que j'ai étudié peut être considéré comme l'étape évolutive suivante à HD 142527. HD 95086 est une étoile massive (1.6 masse solaire), jeune ( $17 \pm 4$  millions d'années) possédant un disque de débris. J'ai découvert une planète géante de  $5 \pm 2$  masses de Jupiter à une distance de  $\simeq 55$  unités astronomiques de HD 95086. Le suivi photométrique de HD 95086 b m'a permis de mettre en évidence des propriétés atmosphériques particulières. De par sa nature, HD 95086 b est un objet de référence parmi les planètes directement imagées.

Enfin, j'ai utilisé l'ensemble des résultats du relevé avec NaCo pour réaliser une étude statistique. En combinant des simulations de Monte-Carlo et une analyse Bayésienne, j'ai montré que les planètes géantes sur des orbites éloignées (au delà de 5 – 10 unités astronomiques) sont rares (10 – 20 %). En combinant les prédictions des modèles de formation et d'évolution aux résultats du relevé, j'ai montré que les scénarios classiques de formation planétaire par instabilité gravitationnelle ne pouvaient pas expliquer les observations dans l'état actuel des théories et que la population de planètes formées par accrétion sur coeur ne pouvait être étudiée qu'avec de nouveaux instruments dédiés comme SPHERE sur le VLT et GPI sur le télescope Gemini.

Le dernier volet de mon travail de thèse s'inscrit dans une démarche prospective visant à l'optimisation de l'analyse des données issues de SPHERE. Les stratégies d'imagerie différentielle pour améliorer la dynamique font partie intégrante de l'instrument IRDIS sur SPHERE. Je me suis particulièrement attaché à comprendre l'imagerie différentielle simultanée spectrale, qui permettrait de détecter des planètes géantes plus froides grâce à la présence de bandes d'absorption moléculaires dans leurs spectres. Cependant, la réduction et l'analyse des données ne sont pas directes et peuvent être facilement biaisées. J'ai identifié ces biais et proposé une solution pour estimer les limites de détection qui prennent en compte ces caractéristiques.



# Abstract

How giant exoplanets form, evolve and are structured is one of the biggest challenges of modern astronomy. Giant planets play an important role as they carry most of the planetary system masses. Therefore, they strongly impact the early dynamics and hence the final architectures of the planetary systems such as those observed around main sequence stars. Giant planets can even further bear on the ability of these systems to host life. My PhD thesis falls within an observational approach that is mandatory to bring constraints on the diversity of planetary systems.

I got my first results from a three-year survey, with the high contrast and high angular resolution instrument NaCo mounted on the VLT. This survey aimed to detect new planetary mass companions to nearby and young stars that host a debris disk.

The first object I studied is the very young ( $\simeq 2$  Myrs) star HD 142527 that is surrounded by a massive, dusty, gaseous, structured disk. The disk also displays a 150 au-radius inner cavity. These properties strongly suggest the presence of forming giant planets. Although I did not detect any planet, I set about their unique mass constraints, which reject the assumption that these structures were created by a massive object.

The second object of my investigations can be considered as the next evolutionary step following HD 142527. HD 95086 is a massive (1.6 solar mass), young ( $17 \pm 4$  Myrs) star that hosts a debris disk. I discovered a giant planet of  $5 \pm 2$  Jupiter mass separated from the central star by 55 au. Photometric follow-ups revealed the planets to have peculiar atmospheric properties. HD 95086 b is therefore a benchmark object among directly imaged planets.

Finally, I used the entire survey results with NaCo for a statistical analysis. I showed that giant planets on wide-orbits are rare (10 – 20 %) from Monte-Carlo simulations and Bayesian analysis. Combining the predictions of formation models to the survey, I revealed that standard scenarios for disk instabilities could not match our observations. I also showed that the population of planets formed from core-accretion mechanisms cannot be inferred by current instruments but will be investigated by the forthcoming planet finders like SPHERE and GPI.

The last part of my thesis work is part of a forward-looking approach to the optimization of data analysis SPHERE. The IRDIS instrument SPHERE has been designed to fully exploit differential imaging strategies to improve the dynamics of the observations. I was particularly involved in the understandings of the spectral simultaneous differential imaging technique, which consists in taking advantage of the molecular bands in the spectra of giant planets that we aim to detect. However, the data reduction and analysis are not straightforward and can be biased. I pinpointed these biases and proposed a solution to derive the detection limits that take these properties into account.



# Table des matières

Liste des figures	x
Liste des tables	x
Liste des notations utilisées	xv
<b>I Planètes extra-solaires : de la formation à la caractérisation</b>	<b>2</b>
<b>1 Contexte astrophysique</b>	<b>4</b>
1.1 Implication de la découverte des exoplanètes . . . . .	5
1.2 Disques circumstellaires . . . . .	12
1.3 Modèles de formation et d'évolution . . . . .	18
1.4 Contraintes observationnelles sur les propriétés des exoplanètes . . . . .	29
1.5 Enjeux et apports du travail de thèse . . . . .	35
<b>2 Imagerie directe assistée par optique adaptative</b>	<b>38</b>
2.1 S'affranchir des effets de l'atmosphère . . . . .	39
2.2 Accéder au haut-contraste . . . . .	42
2.3 Principe de réduction de données . . . . .	47
2.4 Les imageurs à haut-contraste et haute-résolution angulaire . . . . .	53
2.5 Bilan . . . . .	60
<b>II Etudes individuelles et globales de la population de planètes géantes</b>	<b>62</b>
<b>3 L'environnement circumstellaire de HD 142527</b>	<b>64</b>
3.1 Le disque de transition . . . . .	64
3.2 Article A&A : High-contrast imaging of the close environment of HD 142527	66
3.3 Dernières études et perspectives . . . . .	75
<b>4 Découverte et caractéristiques du système planétaire autour de HD 95086</b>	<b>78</b>
4.1 L'étoile HD 95086 et son disque de débris . . . . .	78
4.2 Détection et confirmation de HD 95086 b en L' avec NaCo . . . . .	80
4.3 Suivis photométriques de HD 95086 b avec NaCo et NICI . . . . .	87
4.4 Article ApJ : Near-Infrared Detection and Characterization of the Exoplanet HD 95086 b with the Gemini Planet Imager . . . . .	90
4.5 Bilan et perspectives . . . . .	96



<b>5</b>	<b>Etude statistique de la population de planètes géantes sur des orbites éloignées autour d'étoiles jeunes et proches</b>	<b>100</b>
5.1	Article A&A : A survey of young, nearby, and dusty stars conducted to understand the formation of wide-orbit giant planets . . . . .	102
5.2	Discussion des résultats . . . . .	123
5.3	Influence de la masse de l'étoile centrale . . . . .	125
5.4	Bilan et perspectives . . . . .	128
 <b>III Analyse de données en imagerie différentielle simultanée avec NaCo et SPHERE</b>		<b>130</b>
<b>6</b>	<b>Imagerie différentielle spectrale</b>	<b>132</b>
6.1	Idée générale . . . . .	133
6.2	Principe de réduction . . . . .	140
6.3	Motivation de l'étude . . . . .	141
6.4	Article A&A : Analysis of simultaneous differential imaging data . . . . .	144
6.5	Leçons apprises avec NaCo . . . . .	160
6.6	Vers une généralisation de l'analyse du mode SDI avec SPHERE/IRDIS . . . . .	160
6.7	Perspectives . . . . .	164
 <b>IV Conclusions</b>		<b>166</b>
<b>7</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>168</b>
7.1	Des nouveaux éléments sur les planètes géantes . . . . .	168
7.2	Vers une étude complète des systèmes planétaires . . . . .	171
 <b>Bibliographie</b>		<b>195</b>
 <b>Annexes</b>		<b>197</b>

# Liste des figures

1.1	Premières observations directes de compagnons autour d'étoiles . . . . .	6
1.2	Principes de détections indirectes d'exoplanètes . . . . .	8
1.3	Principes de détections directes d'exoplanètes . . . . .	9
1.4	Diagramme masse-séparation des planètes connues . . . . .	13
1.5	Séquence évolutive des disques circumstellaires . . . . .	14
1.6	Disques de transition . . . . .	15
1.7	Disques de débris . . . . .	17
1.8	Courbe d'évolution de la masse de Jupiter formée par accrétion sur coeur .	18
1.9	Variation de la masse critique en fonction de la séparation et du modèle . .	20
1.10	Temps de formation d'un coeur rocheux . . . . .	21
1.11	Instabilité gravitationnelle . . . . .	21
1.12	Migration d'un couple de planètes . . . . .	24
1.13	Evolution de la luminosité des planètes géantes . . . . .	27
1.14	Détections directes d'exoplanètes . . . . .	32
1.15	Diagramme couleur-magnitude des naines LT et de plusieurs planètes . . .	34
2.1	Effets de la turbulence atmosphérique . . . . .	40
2.2	Principe de l'optique adaptative . . . . .	41
2.3	Effets de l'optique adaptative sur des images . . . . .	42
2.4	Variations de l'angle parallactique en fonction de l'angle horaire . . . . .	43
2.5	Principe de l'imagerie différentielle angulaire . . . . .	44
2.6	Principe de l'imagerie différentielle simultannée . . . . .	46
2.7	Principes de réduction des données de la chaine IPAG-ADI . . . . .	48
2.8	Cartes de résidus des différents algorithmes d'imagerie angulaire différentielle	50
2.9	Diagramme en blocs de NaCo. . . . .	54
2.10	Diagramme en blocs de NICI . . . . .	55
2.11	Diagramme en blocs de SPHERE . . . . .	56
2.12	Schéma optique de GPI . . . . .	58
2.13	Limites de détection des différents instruments à haut contraste . . . . .	59
3.1	Distribution spectrale d'énergie de HD 142527 . . . . .	65
3.2	Image CIAO en bande K de HD 142527 . . . . .	66
3.3	Images du disque et du compagnon autour de HD 142527 . . . . .	76
3.4	Observations du gaz autour de HD 142527 par ALMA . . . . .	77
4.1	Diagramme Hertzsprung-Russel de HD 95086 . . . . .	80
4.2	Image de découverte de HD 95086 b avec NaCo en L' en 2012 . . . . .	83
4.3	Images de confirmation de HD 95086 b avec NaCo en L' en 2013 . . . . .	84
4.4	Astrometries des points-sources dans le champ de vue autour de HD 95086	85

4.5	Images du suivi photométrique de HD 95086 b en H (NICI) et Ks (NaCo) .	87
4.6	Limites de détection avec NICI en bande H autour de HD 95086 . . . . .	88
4.7	Diagrammes magnitude-couleur de HD 95086 b . . . . .	89
4.8	Distribution spectrale d'énergie de HD 95086 b . . . . .	97
4.9	Compilation des limites de détection autour de HD 95086 . . . . .	98
4.10	Schéma du système planétaire autour de HD 95086 . . . . .	99
5.1	Image de 2M 0122 avec NaCo en L' . . . . .	126
5.2	Synthèse de la statistique des planètes géantes autour des échantillons AF et M . . . . .	127
5.3	Limites de détection combinant plusieurs techniques de recherche de planètes	128
6.1	Echantillon de types spectraux MLT . . . . .	134
6.2	Profils de température du Soleil à Jupiter . . . . .	135
6.3	Détections directes de compagnons directement imagés . . . . .	136
6.4	Indice du méthane . . . . .	137
6.5	Echantillon d'observations en mode SDI . . . . .	139
6.6	Schéma du chemin optique dans la caméra SDI+ montée sur NaCo . . . . .	140
6.7	Image brute en mode SDI+ avec NaCo . . . . .	140
6.8	Principe de réduction dédiés aux images NaCo pour le mode SDI+ . . . . .	142
6.9	Images réduites suivant les différentes étapes du mode SDI . . . . .	143
6.10	Spectres en proche infrarouge couvrant les bandes d'IRDIS . . . . .	161
6.11	Indices spectraux avec IRDIS . . . . .	163
6.11	Indices spectraux avec IRDIS (suite) . . . . .	164

# Liste des tables

1.1	Résumés des méthodes de détection . . . . .	12
2.1	Conditions atmosphériques médianes du site de Paranel à $2.2 \mu m$ . . . . .	39
2.2	Caractéristiques principales des instruments d'optique adaptative utilisés. . . . .	53
4.1	Caractéristiques de HD 95086. . . . .	79
4.2	Résumé des observations de HD 95086 . . . . .	81
4.3	Mesures relatives en astrométrie et photométrie de HD 95086 b et de la source d'arrière plan (bkg) en L'. . . . .	85
5.1	Synthèse des relevés en imagerie à haut-contraste . . . . .	101
5.2	Fréquence des planètes géantes trouvée par différents relevés autour d'étoiles couvrant tous les types spectraux. . . . .	124
6.1	Paramètres physiques et atmosphériques des objets de masse planétaires et des compagnons jeunes utilisés pour calculer l'indice spectral de $CH_4$ à $1.65 \mu m$ . . . . .	138
6.2	Liste des paires de filtres pour le mode SDI de IRDIS . . . . .	161
6.3	Seuils des indices spectraux pour les paires de filtres DBI d'IRDIS. . . . .	162



# Liste des notations utilisées

## Constantes physiques

Masse solaire ( $M_{\odot}$ )	$1.99 \times 10^{33}$ kg
Rayon solaire ( $R_{\odot}$ )	$6.96 \times 10^{10}$ m
Luminosité solaire ( $L_{\odot}$ )	$3.84 \times 10^{26}$ W
Masse jovienne ( $M_{\text{Jup}}$ )	$1.99 \times 10^{27}$ kg
Rayon jovien ( $R_{\text{Jup}}$ )	$7.15 \times 10^6$ m
Masse terrestre ( $M_{\oplus}$ )	$5.97 \times 10^{24}$ kg
Unité astronomique (ua)	$1.49 \times 10^{11}$ m
Parsec (pc)	$3.08 \times 10^{16}$ m

## Symboles

M	masse
R	rayon
L	luminosité
g	gravité de surface
$T_{\text{eff}}$	température effective
q	rapport de la masse planétaire sur la masse stellaire

## Abréviations

VLT	<i>Very Large Telescope</i> , très grand télescope
NaCo	NAOS-CONICA
SPHERE	<i>Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch</i> , Recherche de planètes extrasolaire en spectro-polarimétrie haut-contraste
GPI	<i>Gemini Planet Imager</i> , Imageur de planètes de Gemini
(N/M/F)IR	<i>(Near/Mid/Far) Infrared</i> , Infrarouge (proche/intermédiaire/lointain)
FEP	Fonction d'Étalement de Point
ADI	<i>Angular Differential Imaging</i> , Imagerie différentielle angulaire
SDI	<i>Spectral Differential Imaging</i> , Imagerie différentielle spectrale
DSE	Distribution Spectrale d'Énergie
Ma	Million d'année



## Première partie

# Planètes extra-solaires : de la formation à la caractérisation





# Chapitre 1

## Contexte astrophysique

### Sommaire

---

<b>1.1 Implication de la découverte des exoplanètes . . . . .</b>	<b>5</b>
1.1.1 Au commencement il y a le système solaire . . . . .	5
1.1.2 Les compagnons de faible masse . . . . .	6
1.1.3 Techniques de détection . . . . .	7
<b>1.2 Disques circumstellaires . . . . .</b>	<b>12</b>
1.2.1 Evolution des disques . . . . .	12
1.2.2 Phase transitionnelle . . . . .	15
1.2.3 Disques de débris . . . . .	16
<b>1.3 Modèles de formation et d'évolution . . . . .</b>	<b>18</b>
1.3.1 Mécanisme d'accrétion sur coeur . . . . .	18
1.3.2 Instabilité gravitationnelle . . . . .	22
1.3.3 Evolution dynamique et physique . . . . .	24
1.3.4 Synthèse de population de planètes . . . . .	28
<b>1.4 Contraintes observationnelles sur les propriétés des exoplanètes</b>	<b>29</b>
1.4.1 Planètes en deçà de 5 ua . . . . .	29
1.4.2 Planètes en imagerie directe . . . . .	31
<b>1.5 Enjeux et apports du travail de thèse . . . . .</b>	<b>35</b>

---

L'astrophysique couvre un domaine scientifique vaste, de l'étude des origines de l'univers, des grands ensembles galactiques, de la formation stellaire à partir de nuages moléculaires jusqu'à la formation planétaire et des petits corps du système solaire. Mon travail de thèse s'inscrit dans le contexte des phénomènes contemporains de l'univers : de la formation stellaire à la décadence des systèmes planétaires. La diversité des âges et masses des étoiles au voisinage du Soleil permet d'étudier l'évolution temporelle complète des systèmes planétaires. Je me suis intéressé au cours de ma thèse à des éléments particuliers issus d'une phase clé de ce cycle : les planètes géantes gazeuses tout juste formées, ces analogues de Jupiter âgées de seulement quelques millions à quelques dizaines de millions d'année (Ma). Dans ce chapitre, je mets en exergue l'importance de l'étude des jeunes planètes géantes, de leur évolution, de leur formation, et des processus physiques dans leurs atmosphères que les théories et les observations essaient d'expliquer.

## 1.1 Implication de la découverte des exoplanètes

### 1.1.1 Au commencement il y a le système solaire

Le Soleil, étoile parmi les milliards présentes dans notre galaxie, possède un cortège de huit planètes plus un grand nombre de planétésimaux répartis en deux ceintures : la ceinture de Kuiper au delà de l'orbite de Neptune et la ceinture d'astéroïdes entre les orbites de Mars et Jupiter. Historiquement, la formation planétaire était proposée comme un processus consécutif à la formation stellaire. Les positions actuelles des planètes étaient le résultat d'une formation in-situ dans le disque proto-solaire (Kant 1755, Laplace 1796, Cameron 1962).

La possibilité que d'autres étoiles possèdent des planètes a été proposée très tôt par les astrophysiciens. Les premières recherches de planètes extra-solaires sont contemporaines à van de Kamp (1977, 1982, 1986) et restent infructueuses. Mais la découverte des premiers disques de débris, des analogues à la ceinture de Kuiper, par Aumann et al. (1984) et Smith & Terrile (1984), maintient la motivation. A la surprise et au scepticisme de la communauté, Wolszczan & Frail (1992) et Wolszczan (1994) ont découvert le premier système exoplanétaire autour du pulsar milli-seconde PSR 1257+12. La présence de ces planètes, à des orbites inférieures à 0.5 ua, étant très improbable à cause de la violence de la supernova, résulterait d'une seconde étape de formation à partir des débris de l'enveloppe stellaire (Podsiadlowski 1992; Wang et al. 2006). Ces découvertes renforcent l'hypothèse selon laquelle la formation planétaire serait un phénomène qui suit la formation stellaire. Il aura fallu attendre trois années de plus, avec la découverte de 51 Peg b par Mayor & Queloz (1995), pour que le premier compagnon de masse planétaire soit trouvé autour d'une étoile semblable au Soleil. Cette détection surprend puisque 51 Peg b, avec une masse minimum de  $0.47 M_{\text{Jup}}$ , orbite en seulement 4.2 jours autour de l'étoile centrale, soit vingt-deux fois plus rapidement que Mercure autour du Soleil. Autrement dit, une géante gazeuse semblable à Jupiter se situe à seulement quelques rayons stellaires de son étoile. 51 Peg b est le premier Jupiter chaud découvert et est membre d'une classe de planètes géantes importantes confirmées par la suite (voir plus loin). L'accroissement exponentiel des découvertes de planètes extra-solaires (1767 planètes réparties dans 1113 systèmes à la date du 6 juin 2014<sup>1</sup>) dans les années qui suivent n'a fait que confirmer que les systèmes planétaires peuvent être très variés dans leurs configurations (Miguel et al. 2011, et les références qu'il contient), avec la présence de planètes géantes en orbite à des dizaines voire centaines d'ua (e.g., Chauvin et al. 2005; Marois et al. 2008), dans des systèmes très compacts (e.g., Queloz et al. 2009; Rivera et al. 2010; Cabrera et al. 2014), autour d'étoiles seules ou doubles (e.g., Queloz et al. 2000; Delorme et al. 2013), sur des orbites très excentriques ( $e > 0.5$ , e.g., Cochran et al. 1997; Deleuil et al. 2012; Kane & Raymond 2014, et les références qu'il contient) et/ou très inclinées (e.g., Moutou et al. 2011; Albrecht et al. 2012). Cette diversité est venue bouleverser les premières théories de formation planétaire. Un effort considérable est fourni pour expliquer ces propriétés mais de nombreuses questions restent sans réponse : comment se forment les planètes géantes ? Existe-il un facteur commun dans la diversité des systèmes découverts ? Quels mécanismes influencent l'évolution et l'architecture des systèmes ? Le système solaire est-il unique ? Quelles conditions favorisent l'apparition de la vie ?

---

1. <http://exoplanet.eu>

### 1.1.2 Les compagnons de faible masse

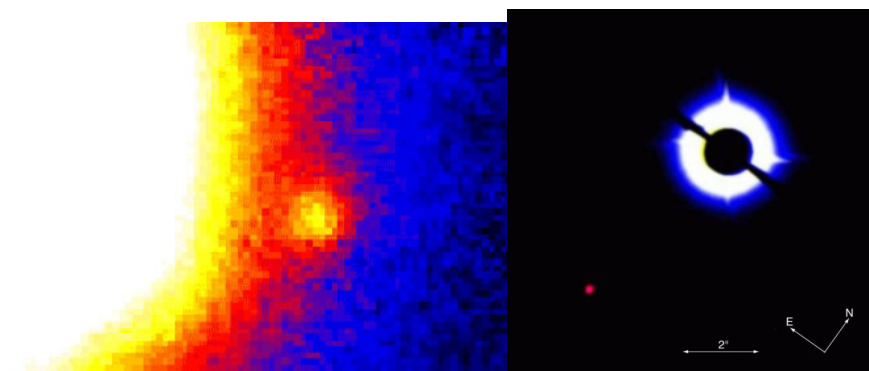


FIGURE 1.1 – **Gauche** : Image de découverte de Gl 229 B ( $20 - 50 M_{\text{Jup}}$ ) avec le télescope de 152 cm de l’observatoire du Mont Palomar (Nakajima et al. 1995). **Droite** : Image de découverte de AB Pic b ( $13.5 M_{\text{Jup}}$ ) avec VLT/NaCo (Chauvin et al. 2005).

D’importantes avancées technologiques arrivent dans les années 80 avec l’avènement des télescopes de grands diamètres et l’utilisation des premiers détecteurs infrarouges (IR). Ce saut permet de détecter des objets plus froids mais également angulairement plus proches de sources brillantes. Le premier compagnon substellaire a été détecté autour de la naine blanche GD 165 (Becklin & Zuckerman 1988). En parallèle de la détection de 51 Peg b, Nakajima et al. (1995) rapportent la détection d’une naine brune froide ( $T_{\text{eff}} < 1200$  K) de quelques dizaines de masse de Jupiter en orbite à 39 ua autour d’une naine rouge Gl 229. Des observations complémentaires ont mis en évidence la ressemblance du spectre de Gl 229 B avec celui de Jupiter (Oppenheimer et al. 1995). Des naines brunes dans le champ (e.g., Rebolo et al. 1995; Luhman 2014) ont depuis été détectées par centaines, révélant des nouvelles classes spectrales : L définie par une température effective,  $T_{\text{eff}} \in [2500, 1300]$  K, la présence de molécules et poussières dans la photosphère, des couleurs rouges ; T,  $T_{\text{eff}} \in [1500, 600]$  K avec une absence de poussières de silicates, des couleurs IR bleues ; puis la classe Y,  $T_{\text{eff}} < 600$  K, avec la présence d’ammoniac<sup>2</sup> (Kirkpatrick 2005; Kirkpatrick et al. 2012). Je renvoie le lecteur à la revue de Luhman (2012) pour d’avantage de détails sur les propriétés des naines brunes, leur classification spectrale et leurs propriétés physiques et atmosphériques. Enfin, les spectres des naines brunes froides sont couramment utilisés comme proxys pour l’étude des atmosphères des planètes géantes puisqu’elles tissent un lien entre les atmosphères stellaires et celles des planètes géantes jusqu’à Jupiter ( $T_{\text{eff}} \simeq 130$  K). Différentes familles de modèles proposent de reproduire la physique des atmosphères des naines brunes et des planètes géantes. Le lecteur peut se référer à la revue de Madhusudhan et al. (2014) pour plus de détails sur ces modèles.

Les compagnons sub-stellaires englobent les planètes géantes et les naines brunes en orbite autour d’étoiles. Bien qu’il soit maintenant admis que la séquence de naines brunes commence à  $0.075 M_{\odot}$ , i.e., la masse minimum de fusion de l’hydrogène en hélium (Kumar 1962; Chabrier et al. 2000), la transition entre naine-brune et planète est très discutée. Plusieurs approches peuvent être considérées pour distinguer ces deux classes d’objets. Une première définition résulte du modèle de formation stellaire de Shu (1977); Salpeter (1992); Shu et al. (2006). Ce modèle stipule que l’opacité du gaz et de la poussière lors de

2. Je détaille les différences spectrales dans l’infrarouge dans le chapitre 6.

l'effondrement et la fragmentation d'un nuage moléculaire et la fusion du deutérium dans le coeur empêchent la formation d'objets de masse inférieure à  $13.6 M_{\text{Jup}}$ . La frontière entre les naines brunes et les planètes s'établirait alors à cette masse limite pour la fusion du deutérium. Toutefois, il est maintenant établi par les observations (et les théories) que les mécanismes de formation stellaire (effondrement et fragmentation) peuvent former des objets isolés ou binaires dans le domaine des masses planétaires (e.g., Bate 2009; Delorme et al. 2012; Liu et al. 2013; Schneider et al. 2014). Un retour à une définition non fondée sur la masse mais uniquement sur l'origine est donc défendue par une partie de la communauté (Chabrier et al. 2005). Alors que les naines brunes représenteraient les produits de formation stellaire à très faibles masses, les planètes résulteraient d'une formation au sein de disques circumstellaires et sur une échelle de temps de quelques millions d'années. Alternativement, Basri & Brown (2006) ont proposé que la fusion dans les coeurs de ces objets pouvait être utilisée comme critère de différenciation. Les naines brunes seraient des objets permettant la fusion du deutérium tandis que les planètes géantes en seraient incapables.

Les mécanismes de formation et les propriétés de fusion du coeur restent toutefois très difficiles à établir observationnellement. Ainsi, pour des raisons de simplicité, dans la suite du manuscrit, je limiterai le terme des planètes géantes aux objets moins massifs que  $13.6 M_{\text{Jup}}$  et utiliserai le terme de compagnons de faible masse jusqu'à  $20 M_{\text{Jup}}$ .

### 1.1.3 Techniques de détection

Un système étoile+planète(s) est caractérisé par un jeu de paramètres orbitaux : le demi-grand axe ( $a$ ), l'excentricité ( $e$ ), l'inclinaison ( $i$ )<sup>3</sup>, l'argument du périastre ( $\omega$ ), la longitude du noeud ascendant ( $\Omega$ ) et le temps de passage au périastre ( $T_p$ ); et de paramètres physiques : la masse ( $M$ ), le rayon ( $R$ ),  $T_{\text{eff}}$ , la gravité de surface ( $g$ , exprimée en log), la composition chimique de l'atmosphère/photosphère et l'âge. La détection d'exoplanètes bénéficie d'un petit éventail de techniques permettant d'accéder à différents régimes dans l'espace de ces paramètres. Ces techniques ont permis de découvrir et confirmer 1768 planètes à ce jour<sup>4</sup> réparties dans 1114 systèmes.

Les méthodes de détection sont généralement classées en deux catégories : directes (elles ont accès aux photons de la planète) et indirectes (les propriétés stellaires sont affectées par la présence d'une planète, ce sont ces perturbations qui sont détectées). Elles sont schématisées dans les figures 1.2 et 1.3.

### Méthodes indirectes

Le chronométrage a permis la première détection d'un système extrasolaire (Wolszczan & Frail 1992). Les perturbations gravitationnelles exercées par un objet en orbite autour d'un pulsar engendrent des fluctuations dans la fréquence du signal radio reçu. Cette technique, sensible jusqu'au domaine de masses terrestres à plusieurs ua, est réservée aux pulsars millisecondes dont l'émission des jets, calée sur la période de rotation de l'objet pouvant atteindre  $10^{18}$  tours/s, est extrêmement stable dans le temps. On recense aujourd'hui 14 planètes dans 11 systèmes découvertes par cette technique.

---

3. L'inclinaison est mesurée par rapport à un plan référent, le plan du ciel correspondant à une inclinaison nulle, soit une orbite vue par le pôle

4. Synthèse du 17 juin 2014, <http://exoplanet.eu>

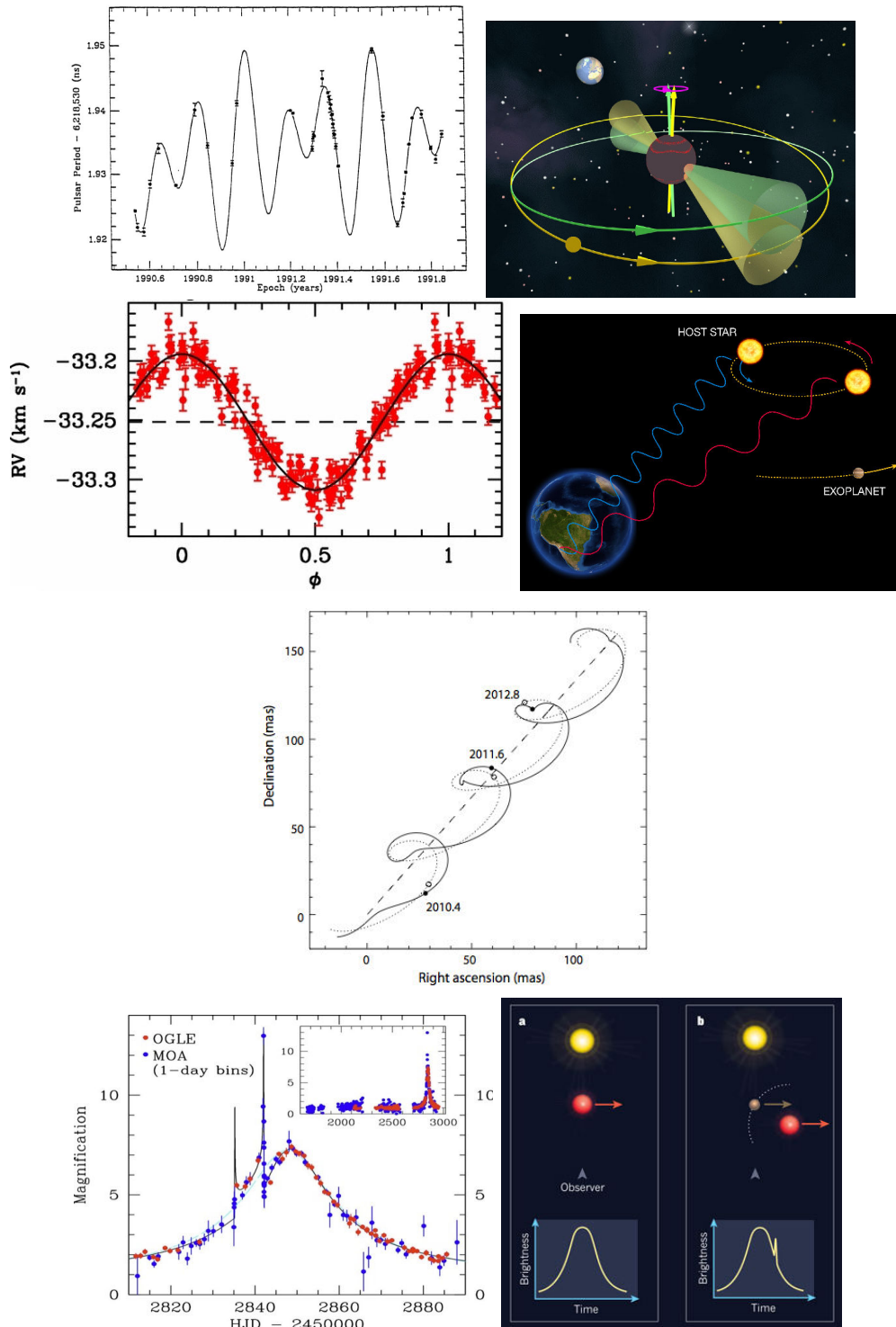


FIGURE 1.2 – Illustrations des techniques de détection indirectes d'exoplanètes par la première détection associée ou une détection remarquable ainsi qu'un schéma lorsque c'est possible : chronométrage des pulsars millisecondes (**haut**, avec la détection de planètes autour de PSR1257+12, Wolszczan & Frail 1992), spectroscopie Doppler (**deuxième ligne**, avec la détection de 51 Peg b par Mayor & Queloz 1995), astrométrie (**troisième ligne**, pour une planète de  $15 M_{\text{Jup}}$  à 0.6 ua d'une étoile à 50 pc) et microlentille gravitationnelle (**bas**, avec la détection des événements OGLE 2003-BLG-235/MOA 2003-BLG-53Bond et al. 2004). Les schémas sont tirés du site de l'ESO, de Perryman (2011) et du site de Nature respectivement.

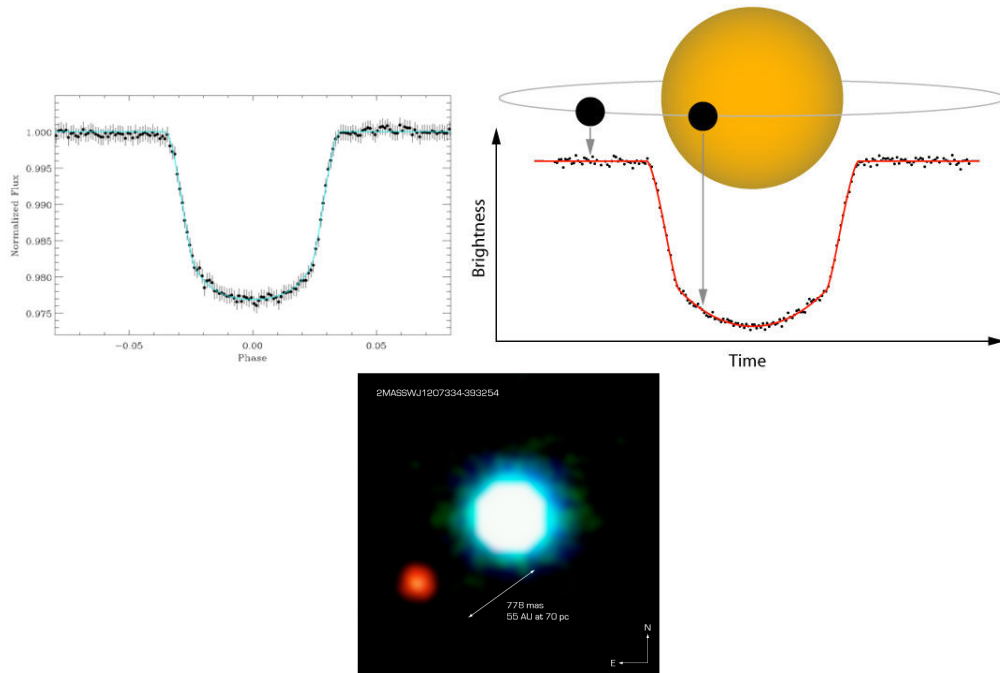


FIGURE 1.3 – Suite de la figure 1.2 mais pour les techniques de transit (**haut**, Barge et al. 2008) et d’imagerie (**bas**, avec 2M 1207 b par Chauvin et al. 2004). Le schéma est tiré du blog de l’université du Michigan.

La spectroscopie Doppler a longtemps été la méthode phare pour les détections. L’influence gravitationnelle du cortège planétaire fait que l’étoile centrale orbite autour du centre de masse du système. Celui-ci est décalé par rapport à son centre. Si les perturbations possèdent une composante radiale, selon la ligne de visée, le spectre va subir l’effet Doppler permettant de mesurer les variations de vitesse radiale de l’étoile. La spectroscopie Doppler est d’avantage sensible aux planètes massives dont la période orbitale est très courte. Pour exemples, 51 Peg b entraîne une variation de vitesses radiales de 57 m/s en amplitude, Jupiter sur le Soleil de 12.5 m/s et la Terre sur le Soleil de 0.1 m/s. Les cibles principales visées par cette technique sont des étoiles de la séquence principale âgées (e.g., Mayor & Queloz 1995; Lo Curto et al. 2013) car elles sont peu actives et tournent lentement sur elles-mêmes (e.g., Gallet & Bouvier 2013). Les naines rouges représentent aussi une classe d’étoiles très intéressantes (e.g., Bonfils et al. 2013). Moins massives, l’amplitude des variations de vitesses radiales est plus importante que pour des étoiles de type solaire. Il est donc plus facile de détecter des planètes de faibles masses à plus grandes orbites (e.g., Bonfils et al. 2013). De plus, ce sont les étoiles les plus communes de la galaxie et sont particulièrement intéressantes pour la recherche de planètes dans la zone habitable<sup>5</sup>. La spectroscopie Doppler a récemment été étendue aux étoiles évoluées, ainsi qu’aux étoiles jeunes (e.g., Galland et al. 2005; Lagrange et al. 2012b; Borgniet et al. 2014, et les références qu’ils contiennent) avec une sensibilité en masses moins importante. Le spectrographe HARPS, installé sur le site de La Silla, et son équivalent HARPS-N, installé aux îles Canaries, sont les plus performants à ce jour avec une précision de 1 m/s, c’est à dire suffisamment sensible pour détecter des planètes telluriques massives proches de leur étoile. La haute résolution spectrale ( $R \simeq 100000$ ) et une grande stabilité sont les

5. La zone habitable est définie comme l’intervalle de séparations à l’étoile dans lequel l’eau, si présente à la surface d’une planète rocheuse, peut être à l’état liquide.

conditions nécessaires afin d'obtenir la sensibilité requise. 568 planètes dans 426 systèmes ont été recensées à ce jour par cette technique. Les instruments de nouvelles générations comme ESPRESSO (Pepe et al. 2010) et SPIROU (Delfosse et al. 2014), avec une stratégie et/ou une technologie dédiée, vont être capable de détecter des planètes telluriques jusqu'à quelques ua de leur étoile autour de cibles privilégiées dans chacun des cas.

L'astrométrie se base sur le même principe que la spectroscopie Doppler mais mesure la composante tangentielle du mouvement, c'est à dire le mouvement du centre de masse du système dans le plan du ciel. L'amplitude du mouvement est directement proportionnelle à la masse de la planète et à son demi-grand axe mais inversement proportionnelle à la distance de l'étoile. En plaçant le Soleil à 10 pc, Jupiter exerce un déplacement de  $475 \mu\text{as}$  et la Terre  $0.3 \mu\text{as}$ . Une grande précision angulaire et une grande stabilité temporelle sont requises pour la détection de planètes. La mission GAIA (Perryman et al. 2001) vise une précision astrométrique de  $10 \mu\text{as}$  jusqu'à des étoiles de magnitude  $V = 15$  mag. Les prédictions donnent plusieurs centaines de détections de planètes géantes autour des étoiles proches, dont les premiers résultats devraient paraître dès 2017-2020 ; ce qui apportera les premières détections de planètes grâce à cette technique.

La dernière méthode indirecte de détection de planètes est la mesure de microlentilles gravitationnelles. Tout objet exerce une perturbation gravitationnelle déformant la trajectoire de la lumière provenant d'une source d'arrière-plan. En pratique, lorsque les deux objets sont situés sur une même ligne de visée, celui d'avant plan agit comme une lentille convergente et focalise la lumière sur l'observateur, ce qui se traduit par une amplification ( $< 10\%$ ) de la lumière. La présence d'un compagnon en orbite autour de la lentille primaire, dont la position est alignée avec l'objet d'arrière-plan, engendrera un second pic dans la courbe de luminosité. L'alignement est le facteur prépondérant pour la sensibilité de cette technique, qui peut être capable de détecter des planètes très peu massives sur des orbites de quelques ua (e.g., Bond et al. 2004; Beaulieu et al. 2006; Furusawa et al. 2013). 29 planètes dans 27 systèmes ont été détectées à ce jour par cette méthode. L'inconvénient des microlentilles gravitationnelles réside dans la non-reproductibilité des événements. L'installation de nombreux télescopes automatiques avec de meilleures performances permet de multiplier les chances de détecter ces événements (e.g., Cassan et al. 2012). Une mission spatiale dédiée permettrait d'augmenter fortement le nombre de découvertes par une sensibilité, une résolution, une cadence, une couverture temporelle et spatiale accrues (Bennett et al. 2007; Bennett 2011; Penny & Gaudi 2014).

### Méthode semi-directe

Le passage d'une planète devant son étoile (transit primaire) ou derrière (transit secondaire) sur la ligne de visée engendre une baisse périodique de la luminosité du système. Ce phénomène permet alors la détection de planètes par la méthode des transits (Charbonneau et al. 2000). La méthode est difficilement classable entre directe et indirecte : les transits primaires sont indirects car les photons de la planète ne sont pas directement détectés, tandis que la spectroscopie en transmission ou en occultation réalisée respectivement lors des transits primaires et secondaires peut être rangée dans la catégorie des méthodes directes. Le transit est un événement astronomique qui a d'autant plus de chances de se produire que le demi-grand axe est petit, que son inclinaison est proche de  $90^\circ$  et que le rayon stellaire est grand.

La profondeur du transit augmente lorsque le rapport du rayon de la planète sur le rayon de l'étoile augmente. Par exemple, l'atténuation du flux du Soleil par Jupiter vaut  $1\%$



et 0.0083 % par la Terre. Pour compenser la faible probabilité d’observer un transit planétaire, cette technique opère un suivi dans le temps d’un très grand nombre d’étoiles. Les projets de suivis photométriques grand-champ au sol se sont rapidement multipliés (Bakos et al. 2002; McCullough et al. 2005; Pollacco et al. 2006; Gillon et al. 2011) mais les besoins de hautes cadences, de couvertures spatiales et temporelles ainsi qu’une précision photométrique plus importante ont rapidement motivé l’envoi de missions spatiales dédiées, avec CORoT (Deleuil et al. 1997; Baglin et al. 2006) puis avec KEPLER (Koch et al. 2007, 2010). 1134 planètes dans 616 systèmes ont été détectées par les transits à ce jour. La détection de planètes rocheuses et géantes à plus d’une centaine de jours de période est maintenant possible (e.g., Queloz et al. 2009; Deeg et al. 2010; Quintana et al. 2014).

La présence de molécules dans les atmosphères planétaires influence la profondeur des transits en fonction de la longueur d’onde. Ils ont donc rapidement été identifiés comme des événements puissants pour caractériser les atmosphères des exoplanètes irradiées, notamment leur composition, la présence de nuages, le profil de température et pression ou encore l’existence de phénomènes de circulation atmosphérique grâce aux télescopes spatiaux *HST* et *Spitzer* (Charbonneau et al. 2002; Tinetti et al. 2010; Snellen et al. 2010; Vidal-Madjar et al. 2013; Nikolov et al. 2014; Ehrenreich et al. 2014). Le futur s’annonce également prometteur avec la mise en place de missions dédiées à la recherche de planètes autour des étoiles dans le voisinage solaire et/ou de planètes de type terrestre situées dans la zone habitable (MEarth, NGTS, ExTrA, JWST, TESS, PLATO, CHEOPS Charbonneau et al. 2008; Chazelas et al. 2012; Ricker et al. 2010; Rauer et al. 2013; Broeg et al. 2013).

### Méthode directe

L’imagerie directe est la dernière technique de détection de planètes listée ici. C’est avec cette méthode que j’ai réalisée mon travail de thèse. Elle fait l’objet d’une description détaillée dans le chapitre 2. Elle donne accès directement aux photons émis ou réfléchis par les compagnons autour d’étoiles brillantes. La difficulté de cette technique réduit sa sensibilité aux orbites proches (quelques ua et en deçà) et aux planètes peu massives (inférieures à la masse de Jupiter). Elle est unique pour sonder les parties externes des systèmes planétaires, les interactions avec les disques et les atmosphères des géantes gazeuses non-irradiées. La découverte du premier objet de masse planétaire en 2004 (Chauvin et al. 2004) a été suivi par de nombreuses détections avec l’amélioration des instruments, des techniques d’observations et de traitements des données : 21 objets de masses planétaires dont un système multiple (Marois et al. 2008, 2010) sont connus à ce jour.

### Complémentarités

Les différentes méthodes de détection ne ciblent pas les mêmes étoiles, ne sont pas sensibles aux mêmes domaines de masses planétaires, de séparations et de propriétés physiques des compagnons ; elles sont complémentaires (voir le tableau 1.1 et la figure 1.4). La spectroscopie Doppler et la méthode des transits ciblent principalement des étoiles de type solaire et des naines rouges. Leurs domaines de sensibilité en séparations se recouvrent, et combinées, elles permettent de déterminer la densité pour contraindre les modèles d’intérieur planétaire (e.g., Bouchy et al. 2011; Deleuil et al. 2012). L’astrométrie, moins sensible aux phénomènes d’activité stellaire que les transits et la spectroscopie Doppler, apporte

TABLE 1.1 – Résumés des méthodes de détection .

Méthode	Cibles privilégiées	Séparation (ua)	Masse ( $M_{\text{Jup}}$ )	Paramètres	Détections	Limites actuelles
chrono.	pulsars ms	–	–	$M \sin i, e, a, \omega, \Omega, T_p$	14	–
spectro.	étoiles SP	$< 5$	$> 0.003$	$M \sin i, e, a, \omega, \Omega, T_p$	568	1 m/s
astro.	étoiles proches	[1; 10]	$> 1$	$M, i, e, a, \omega, \Omega, T_p$	0	10 $\mu\text{as}$
$\mu$ lent.	–	[0.5; 5]	$> 0.1$	$M, a$	29	–
transit	étoiles SP lointaines	$< 1$	$> 0.002$	$R, i, a, T_p, i, T_{\text{eff}}^\dagger, \chi$	1134	1 %
imagerie	étoiles jeunes et proches	$> 5$	$> 1$	$M^\dagger, R^\dagger, g^\dagger, i, e, a, \omega, \Omega, T_p, T_{\text{eff}}^\dagger, L, \chi$	21	$10^{-6}$ à 0.5''

**Note :**  $\chi$  faisant référence à la composition chimique de l’atmosphère;  $^\dagger$  signifie que le paramètre associé est obtenu par l’intermédiaire de modèles. L’imagerie permet de donner la masse et d’avantage de paramètres atmosphériques et physiques grâce à l’utilisation de modèles, comme les transits en combinaison avec les vitesses radiales.

une couverture complémentaire sur des séparations typiques de 2 à 6 ua, similaires à celles explorées par les lentilles gravitationnelles. Enfin, l’imagerie directe permet d’accéder aux parties les plus externes des systèmes planétaires, au delà de 10 ua, en ciblant par contre des étoiles plus jeunes. Depuis presque 20 ans, les résultats complémentaires de ces différentes techniques ont enrichi notre vision des systèmes exoplanétaires, révolutionnant en profondeur notre compréhension de la formation et de l’évolution planétaire.

## 1.2 Disques circumstellaires

Il est admis que la formation stellaire et planétaire commence selon les mêmes mécanismes. Dans le cadre du scénario standard de la formation stellaire, un coeur dense dans un nuage moléculaire s’effondre rapidement sur lui-même (sur le temps caractéristique de chute libre). La conservation du moment angulaire durant l’effondrement implique que l’essentiel de la matière (gaz+poussière) ne tombe pas directement sur la partie centrale mais se réarrange en un disque circumstellaire (Cameron 1962; Terebey et al. 1984). C’est dans ce disque circumstellaire, formé en 1 Ma, que les planètes vont se former soit en quelques millions d’années par un mécanisme d’instabilité gravitationnelle, soit sur quelques centaines voire quelques millions d’années par un mécanisme d’accrétion sur coeur (les scénarios de formation planétaires sont abordés dans la section suivante). Les observations ont montré que pratiquement 100 % des étoiles dans les amas jeunes ( $< 1$  Ma) possèdent un disque optiquement épais (Haisch et al. 2001) contenant cent fois plus de gaz que de poussière (Andrews & Williams 2005).

### 1.2.1 Evolution des disques

L’évolution du disque circumstellaire est dominée par celle du gaz. Cette évolution est observable à partir de la distribution spectrale d’énergie de la source étudiée mais aussi d’images résolues à différentes longueurs d’onde. L’étude de l’excès d’émission (non photosphérique), dans le domaine infrarouge et dans le domaine millimétrique, des étoiles à différents stades évolutifs, révèle que les processus de dissipation sont très efficaces et contraignent les processus de formation des géantes gazeuses sur des échelles de temps de 10 Ma (Haisch et al. 2001; Hernández et al. 2007; Mamajek 2009). La séquence évolutive d’un disque circumstellaire peut être schématisée par la figure 1.5 : 1/ un disque protoplanétaire ( $10^{-3} - 10^{-2} M_\odot$ ) entoure la proto-étoile; il est détectable par un important excès

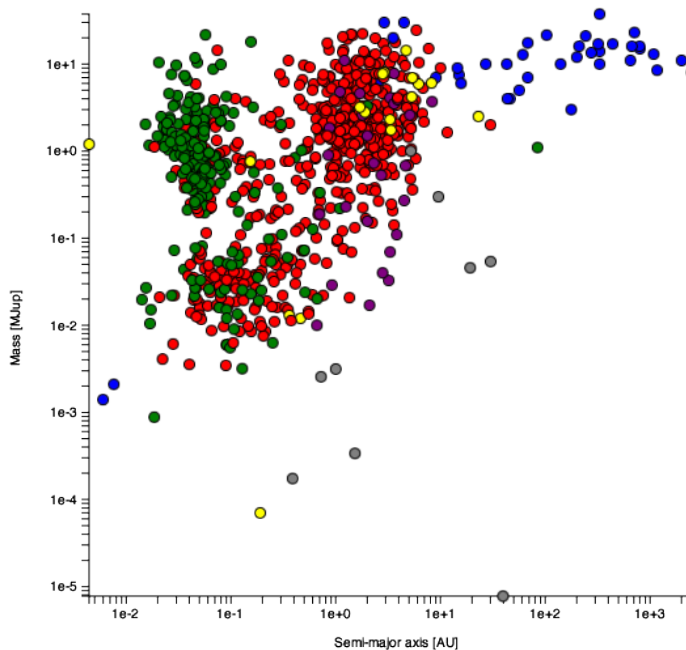


FIGURE 1.4 – Diagramme (demi-grand axe, masse) de l'ensemble des planètes confirmées à la date du 06/06/2014, identifiées selon leur méthode de détection : système solaire en gris, chronométrage en jaune, transit en vert, spectroscopie Doppler en rouge, microlentille gravitationnelle en violet et imagerie en bleu. Source : [exoplanet.eu](http://exoplanet.eu).

infrarouge (IR) par rapport à la photosphère stellaire ; 2/ les processus de transport et de dissipation engendrent la formation d'un sillon dans le disque qui se traduit par un déficit de flux dans le moyen infrarouge (MIR) caractéristique des disques pre-transitionnels ; 3/ le disque interne disparaît et ce, avec l'excès en proche infrarouge (NIR) impliquant la présence d'une grande cavité centrale ; puis 4/ le gaz est dissipé, les planètes régénèrent la population de poussières par collision et forment un disque de débris caractérisé par un excès dans l'IR lointain (FIR). La physico-chimie des disques circumstellaires dépasse le cadre de cette thèse mais une description des phénomènes clés de l'évolution des disques protoplanétaires, disques de transition et disques de débris est donnée afin d'illustrer la nécessité d'étudier les conditions initiales de formation des planètes. Les questions principales de cette section sont : la formation planétaire est-elle directement liée à la dissipation du disque protoplanétaire ? La diversité des systèmes planétaires peut-elle être expliquée par celle des disques circumstellaires ?

La notion de disque protoplanétaire s'applique aux disques primordiaux (1 Ma), c'est à dire à un stade où le gaz et la poussière n'ont pas été totalement dissipés ou transformés. Dans cette thèse, pour des questions de clarté, je distinguerai disque protoplanétaire et disque de transition par l'apparition d'importants changements structurels (déficit de flux en MIR lié à l'existence d'un sillon).

L'évolution et donc la perte de masse d'un disque protoplanétaire sont dominées par les mécanismes suivants :

- L'accrétion/l'éjection. La gravité entraîne la perte de matière du disque, accrétée sur la proto-étoile centrale. Par conservation de la masse et du moment angulaire, le disque de gaz géométriquement mince s'étale radialement. La redistribution du moment angulaire vers l'extérieur s'effectue soit par frottement visqueux, soit par la présence de vents de disque d'origine magnétohydrodynamique contribuant à

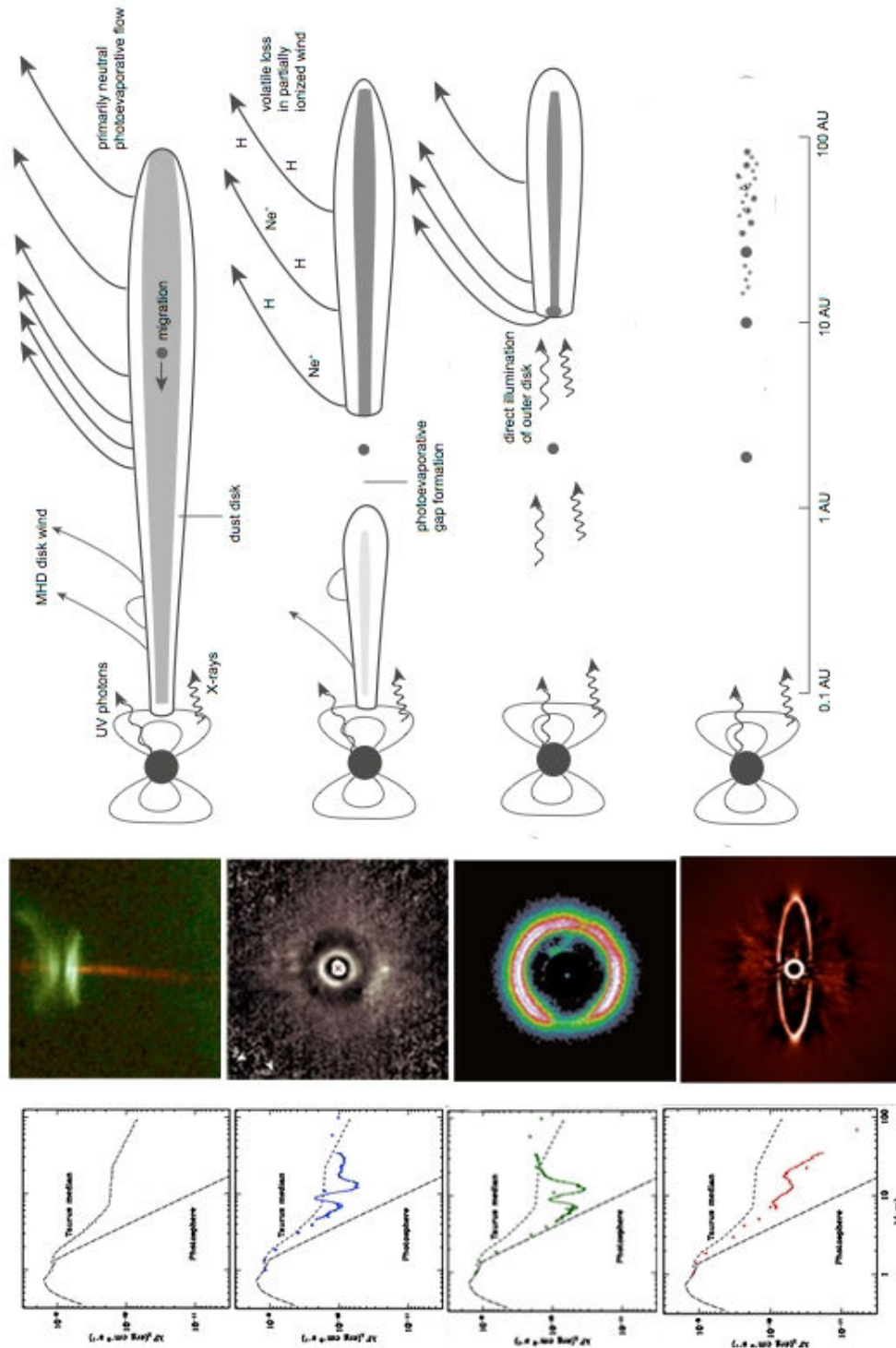


FIGURE 1.5 – Séquence schématique de l'évolution des disques circumstellaires à partir des disques protoplanétaires âgés d'1 Ma (**colonne de gauche**), pré-transitionnels (**deuxième colonne**), transitionnels (**troisième colonne**) - deux phases extrêmement rapides, de l'ordre de  $10^5$  ans, et de débris de plus de 10 Ma (**dernière colonne**). L'évolution de la DSE (**gauche**) est comparée à la moyenne de la DSE des disques protoplanétaires du Taureau (D'Alessio et al. 1999). Une image en lumière diffusée correspondant à chaque phase est présentée (**milieu** : HH 30 Burrows et al. 1996, HD 169142 Quanz et al. 2013, RX J1604+2130 Mayama et al. 2012 et HR 4796 vu par SPHERE). Un modèle de structures du disque dans chaque phase est représenté (**droite**) avec les principaux mécanismes responsable de l'évolution. Les échelles spatiales des images sont différentes. Figures adaptées de Alexander et al. (2013); Espaillat et al. (2014).

nouveau à la perte de masse du disque (Shakura & Sunyaev 1973; Lynden-Bell & Pringle 1974; Dullemond et al. 2009; Armitage 2011; Balbus 2011; Alexander et al. 2013).

- La photoévaporation. La perte de masse par photoévaporation se produit quand les rayonnements UV et X chauffent la surface du disque à une température telle que le gaz n'est plus soumis au potentiel gravitationnel du disque et se fait emporter par la pression radiative stellaire. Ce mécanisme de dissipation du disque est d'autant plus dominant que le taux d'accrétion est faible (Shu et al. 1993; Armitage 2011).
- La formation planétaire, particulièrement des planètes géantes. Une protoplanète géante va vider son environnement proche en gaz par accrétion et créer un sillon et probablement d'autres structures (spiraales, cavités, vortex) par interactions gravitationnelles dans le disque. La formation est également précédée de l'évolution de la poussière, dont la taille des grains passe de  $0.1 \mu m$  (Mathis et al. 1977) à quelques centimètres (Beckwith & Sargent 1991; Dullemond & Dominik 2005; Natta et al. 2007; Testi et al. 2014). Sous l'action du gradient de pression du gaz, les gros grains vont irrémédiablement dériver radialement et rapidement vers la proto-étoile et être détruits (Whipple 1972). L'étude de la croissance des grains au delà de la taille typique du mètre constitue également un défi théorique majeur pour la compréhension de la formation des planétésimaux qui vont former les coeurs planétaires (Dullemond et al. 2009).

Ces trois mécanismes d'évolution des disques protoplanétaires agissent simultanément mais avec différentes efficacités sur des échelles de temps allant jusqu'à plusieurs millions d'années. Ils vont être responsables de la formation de plusieurs structures dans le disque protoplanétaire qui vont irrémédiablement modifier sa signature observationnelle pour tendre vers celle des disques dits de transition.

### 1.2.2 Phase transitionnelle

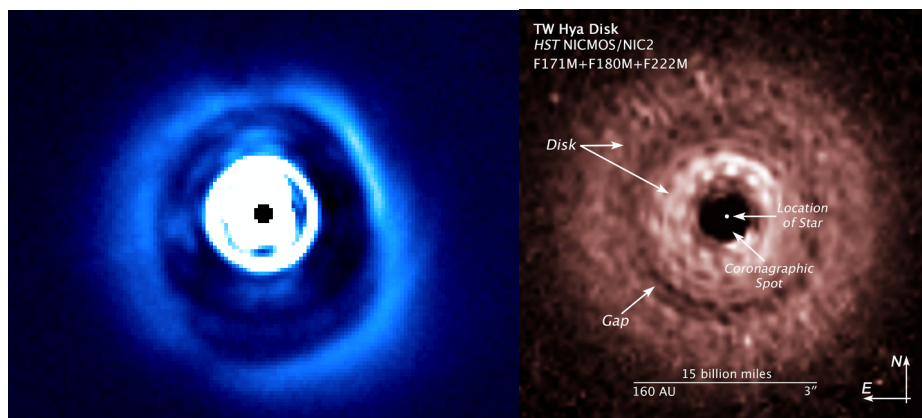


FIGURE 1.6 – Disques de transition présentant une cavité (HD 142527) et un sillon (TW Hya) (Rameau et al. 2012; Debes et al. 2013).

Les disques de transition ont été identifiés par la présence d'un déficit en flux IR ( $\lambda \simeq 10 \mu m$ ) dans les DSEs par rapport à la moyenne de ceux des étoiles T-Tauri et interprétés comme l'étape entre le régime optiquement épais et optiquement mince des disques protoplanétaires (Strom et al. 1989). La faible proportion de ces disques (10–20 %, Espaillat et al. 2014) suggère que cette phase a une durée de l'ordre de  $10^5$  ans (Skrutskie

et al. 1990; Koepferl et al. 2013). Le déficit en flux de la DSE est interprété par la formation d'un sillon ou d'une cavité centrale dans lequel la poussière est optiquement mince (Espaillat et al. 2011).

Les images résolues à différentes longueurs d'onde ont révélé une importante richesse en matière de structures spatiales avec la présence de sillons, cavités, spirales et vortex autant observées pour les composantes de gaz que de poussières (voir Figure 1.6, e.g., Fukagawa et al. 2006; Andrews et al. 2011; Rameau et al. 2012; Muto et al. 2012; Debes et al. 2013; Quanz et al. 2013; van der Marel et al. 2013; Boccaletti et al. 2013; Avenhaus et al. 2014). Elles ont par ailleurs révélé des différences de distribution spatiale de la poussière en fonction de la taille des grains (Pinilla et al. 2012; Garufi et al. 2013; van der Marel et al. 2013).

Il est alors intéressant d'essayer de relier les structures observées aux mécanismes de dissipation décrits précédemment. Plusieurs résultats observationnels réfutent la photoévaporation et l'évolution visqueuse comme mécanismes principaux de création des disques de transition (Pinilla et al. 2012; Garufi et al. 2013; van der Marel et al. 2013). Ils ne permettent d'expliquer que la formation de sillons de quelques ua de large mais aucunement les grandes structures asymétriques de type spirales et cavités (Owen et al. 2012). La formation planétaire apparaît donc comme un scénario très probable et est actuellement le plus accepté dans la communauté (Crida & Morbidelli 2007; Espaillat et al. 2014). Ce domaine est actuellement très actif pour étudier les connections entre la formation et la présence de planètes, les processus de filtration de poussières dans le disque, mais aussi de piégeage et de croissance de grains pour rendre compte des observations. Plus de détails sont accessibles dans les revues et articles de Rice et al. (2006); Paardekooper & Mellema (2006); Durisen et al. (2007); Zhu et al. (2011); Dodson-Robinson & Salyk (2011); Pinilla et al. (2012); Birnstiel et al. (2013); van der Marel et al. (2013).

Observationnellement, les disques de transition constituent donc une classe de sources particulièrement intéressantes pour observer les premiers stades de la formation planétaire. Les annonces de découvertes de candidats protoplanètes dans les disques pré-transitionnels autour de T Cha et LkCa 15 (Huélamo et al. 2011; Kraus & Ireland 2012) confortent cette idée. En plus de permettre une étude fine des mécanismes de dissipation du disque et de croissance des grains, ils devraient s'avérer précieux pour l'identification d'observables spécifiques à la formation planétaire et aux interactions disque-planète.

### 1.2.3 Disques de débris

A l'instar du système solaire, les systèmes planétaires ne se limitent pas aux planètes telluriques et gazeuses mais contiennent plusieurs populations de planétésimaux (astéroïdes, comètes, planètes naines) de taille kilométrique, accompagnées d'une contrepartie poussiéreuse. L'ensemble est désigné par les disques de débris. Les grains de poussière étant radiativement efficaces pour diffuser la lumière stellaire, ils sont les objets les plus brillants dans l'infrarouge lointain lorsque leur émission est rapportée à la surface du disque.

La première détection des disques de débris en dehors du système solaire remonte à l'observatoire IRAS par la détection d'un excès dans l'infrarouge lointain dans la DSE de Vega (Aumann et al. 1984) puis l'observation directe du disque autour de  $\beta$  Pictoris (Smith & Terrile 1984). L'amélioration de sensibilité et de résolutions des instruments jusqu'à *Herschel* et *WISE* ont considérablement augmenté le nombre de détections de disques de débris de l'optique jusqu'au millimétrique (jusqu'à 30 % parmi les étoiles dans



le voisinage solaire en deçà de  $L_d/L_\star \simeq 10^{-7}$  possèdent un disque de débris (Lebreton et al. 2011). Ils contiennent peu/pas de gaz, ne présentent pas de signe d'accrétion et sont optiquement minces.

Les grains de poussière de petite taille observés au delà de 10 Ma sont de seconde génération (Backman & Paresce 1993). La durée de vie des grains, due aux interactions avec le rayonnement stellaire par pression de radiation et effet Poynting-Robertson est très courte ( $10^2 - 10^4$  ans). Un mécanisme de repleuplement en grains est donc nécessaire et efficace sur des échelles de temps beaucoup plus longues. Les grains dans les disques de débris sont donc les produits de cascades collisionnelles à partir de corps parents beaucoup plus gros, les planétésimaux qui ne sont pas détectables car radiativement peu efficaces.

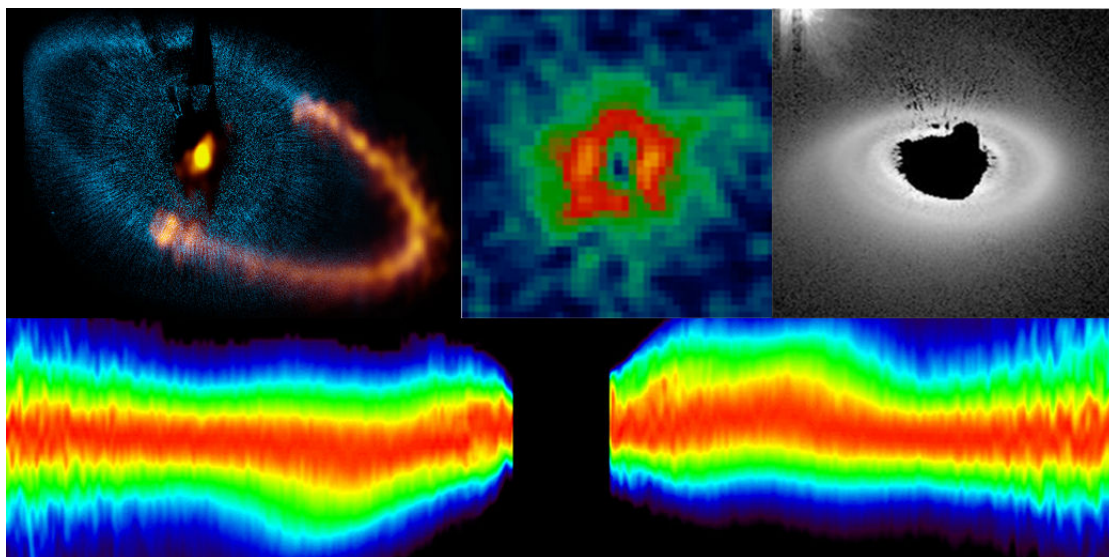


FIGURE 1.7 – Echantillon de disques de débris présentant différents types de structures autour de Fomalhaut,  $\tau$  Ceti, HD 141569 A et  $\beta$  Pictoris (Boley et al. 2012, Lawler et al. soumis, Clampin et al. 2003; Heap et al. 2000).

L'observation à haute résolution spatiale a révélé que les disques de débris présentent de nombreuses structures et asymétries imputables à des perturbations dynamiques (Matthews et al. 2014). L'existence de poussières exozodiacales, d'anneaux semblables à la ceinture de Kuiper, d'excentricités, de décentrages, de grumeaux, de gauchissements, de bras spiraux sont autant d'indications suggérant la perturbation par des planètes (voir figure 1.7, e.g., Mouillet et al. 1997; Schneider et al. 1999; Augereau et al. 1999; Kalas et al. 2005; Thalmann et al. 2011; Lagrange et al. 2012c; Acke et al. 2012; Boley et al. 2012; Boccaletti et al. 2012; Lebreton et al. 2013; Greaves et al. 2014). Cette hypothèse est d'autant plus attrayante que des planètes géantes ont été détectées à large orbite dans des systèmes possédant des disques de débris (Kalas et al. 2008; Marois et al. 2008, 2010; Lagrange et al. 2009a; Rameau et al. 2013a). L'influence gravitationnelle des planètes sur les grains se traduit par trois principaux mécanismes : i/ celui de perturbations séculaires créant des disques excentriques, des spirales ou des gauchissements (Wyatt 2005; Farfuz et al. 2014), ii/ celui de perturbations résonantes créant des grumeaux ou des régions vides (Greaves et al. 2005; Chiang et al. 2009), enfin iii/ celui des perturbations diffusives (Levison et al. 1999; Thébault et al. 2010). Par exemple, le bord interne des anneaux est souvent expliqué par la présence d'une planète géante juste à l'intérieur, comme pour Fomalhaut, HR 4796 ou HR 8799 (Kalas et al. 2005; Lagrange et al. 2012c; Matthews

et al. 2014). Il est donc possible, à travers la distribution radiale des grains et la structure géométrique des disques de contraindre la masse des corps perturbateurs (Wisdom 1980; Chiang et al. 2009).

D'autres phénomènes non gravitationnels peuvent expliquer la structure des disques de débris comme l'interaction avec le milieu interstellaire (Buenzli et al. 2010; Rodigas et al. 2013) ou les produits de collisions récentes (Wyatt & Dent 2002) mais sont incapables de reproduire l'ensemble des structures et apparaissent donc comme marginaux.

### 1.3 Modèles de formation et d'évolution

Les caractéristiques des systèmes planétaires matures résultent de leurs modes de formation, de refroidissement, et des interactions gravitationnelles avec le disque et d'autres corps. Cet enchainement de processus rend difficile l'identification des conditions initiales de formation. Les deux mécanismes de formation largement privilégiés sont l'accrétion sur coeur et l'instabilité gravitationnelle. Pour expliquer la présence d'objets massifs à plusieurs dizaines voire centaines d'ua de leur étoile-hôte, la fragmentation d'un nuage moléculaire lors de son effondrement est parfois évoquée, comme pour la formation des binaires stellaires (e.g., Bate 2012). Un paramètre important entre ici en jeu : le rapport de masse entre l'étoile centrale et l'objet en orbite,  $q$ . Il est souvent considéré que lorsque celui-ci est proche de  $0.1 - 0.01$ , alors il est probable qu'il s'agisse d'une binaire d'origine stellaire. Si  $q \simeq 0.001$ , alors l'objet en orbite se serait formé dans le disque circumprimaire (Chabrier et al. 2014). Cette distinction faite, je présente par la suite les principales étapes de formation et d'évolution des planètes géantes en me focalisant sur les problématiques issues des géantes sur des orbites très larges.

#### 1.3.1 Mécanisme d'accrétion sur coeur

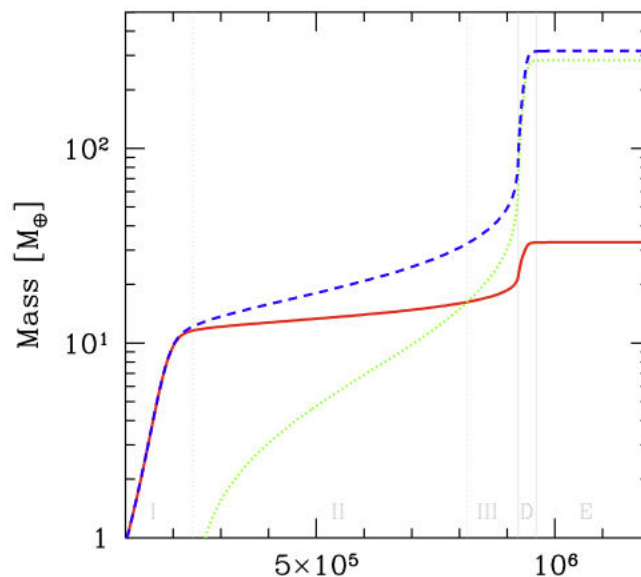


FIGURE 1.8 – Evolution de la masse de Jupiter (courbe bleue) formée par accrétion sur coeur in-situ à 5.2 ua en fonction du temps (an). Les courbes rouge et verte correspondent respectivement à l'évolution de la masse du coeur rocheux et de l'enveloppe gazeuse. Figure tirée de Mordasini et al. (2012c).



L'accrétion sur coeur, mécanisme largement accepté pour former les planètes du système solaire, a été proposé d'abord par Perri & Cameron (1974) et Mizuno (1980) dans le cas des géantes du système solaire puis repris et étendu par Pollack et al. (1996). Il repose sur quatre étapes clés dont l'évolution est illustrée sur la figure 1.8 :

1. coagulation des particules et planétésimaux pour former un coeur solide de quelques  $M_{\oplus}$
2. lente accumulation de gaz formant une enveloppe ;
3. l'augmentation du potentiel gravitationnel exercé par le coeur croissant amplifie l'accrétion de planétésimaux et de gaz dans l'enveloppe qui voit sa masse augmenter plus rapidement que celle du coeur jusqu'à une masse critique, typiquement  $10 M_{\oplus}$  (Mizuno 1980).
4. l'enveloppe domine le potentiel gravitationnel et l'accrétion de gaz, et de solides à moindre mesure, s'emballe ; la protoplanète devient une géante gazeuse.

Un certain nombre de paramètres clés entre en jeu dans le modèle d'accrétion sur coeur : la densité surfacique, la taille et la vitesse des solides, la position du coeur dans le disque, la viscosité du gaz et la masse de l'étoile centrale.

La première phase est dominée par l'accrétion de planétésimaux par le proto-coeur dans un rayon de l'ordre de grandeur de son rayon de Hill. Lorsque le coeur a accreté la majorité des solides présents dans sa zone d'influence, il atteint une masse proche de la masse d'isolation, masse pour laquelle l'environnement proche a été vidé. A cette transition, le taux d'accrétion de solides diminue considérablement et le taux d'accrétion du gaz le dépasse. La protoplanète grossit par lente accrétion de gaz. En grossissant, elle étend sa zone d'influence et d'avantage de matière peut être accretée. L'atmosphère, initialement constituée d'hydrogène et hélium en majorité, peut être enrichie en éléments lourds à cette étape si les planétésimaux accretés sont érodés par friction avec le gaz. Cette étape se termine lorsque la masse du coeur est semblable à la masse de l'enveloppe qui a atteint le stade critique. C'est cette seconde étape qui est critique dans la formation des géantes car elle est longue : avec un taux d'accrétion typique de  $10^{-6} M_{\oplus}/\text{an}$  à 5 ua, il faut  $10^7$  an pour former un coeur de  $10 M_{\oplus}$  (Dodson-Robinson et al. 2009) ; si la densité de solides est plus importante, l'échelle de temps peut être réduite d'un ordre de grandeur (Pollack et al. 1996). Lorsque la masse de l'enveloppe devient suffisamment importante, l'accrétion de matière n'est plus suffisante pour compenser les pertes radiatives et l'enveloppe se contracte rapidement. La contraction a pour conséquence une augmentation drastique du taux d'accrétion de gaz, qui augmente les pertes radiatives encore d'avantage ; le processus s'emballe. Cette phase n'est plus dominée par l'influence gravitationnelle de la protoplanète mais l'aptitude du disque à alimenter le flot de gaz (e.g., Lissauer et al. 2009). La croissance, et donc l'échelle de temps maximale pour former une géante gazeuse, se termine lorsque le disque se dissipe ou qu'il n'est plus capable d'alimenter suffisamment la protoplanète en gaz (entre  $10^6$  et  $10^7$  ans) ou après ouverture d'un sillon (D'Angelo et al. 2011), qui dépend de la masse de la planète (Crida et al. 2006).

Un des paramètres clés du modèle d'accrétion sur coeur est la densité de solides dans le disque, qui va directement conditionner la séparation radiale maximale à laquelle un coeur rocheux suffisamment massif peut se former. La limite à 5 – 10 ua est généralement évoquée (e.g., Rafikov 2011) mais sous certaines conditions, elle peut s'étendre à 40 ua, en fonction de la masse de l'objet central (voir la figure 1.9, Dodson-Robinson et al. 2009).

Plusieurs processus ont alors été évoqués pour que l'accrétion sur coeur fonctionne, en une échelle de temps suffisante, à plus grandes distances.

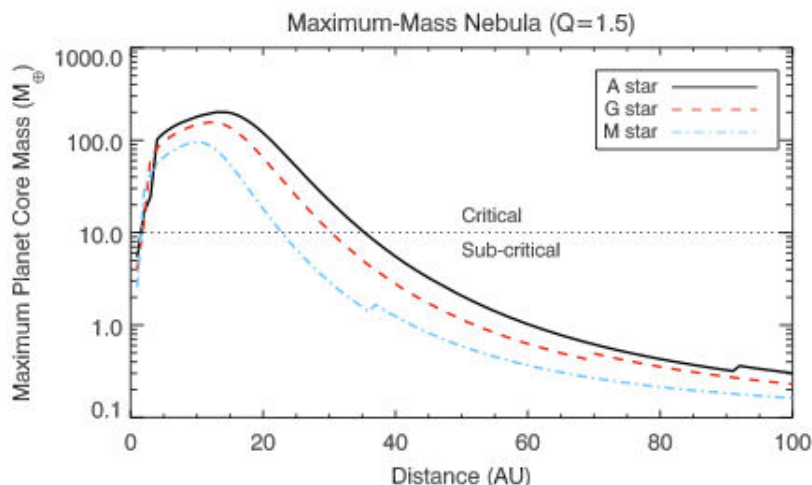


FIGURE 1.9 – Masse maximale d’un coeur rocheux formé par coagulation en fonction de la séparation à l’étoile centrale, de trois masses différentes. La limite à  $10 M_{\oplus}$  définit la transition vers le régime critique où la masse du coeur est suffisante pour initier l’emballement de l’accrétion du gaz. Figure tirée de Dodson-Robinson et al. (2009).

Le seuil à  $10 M_{\oplus}$  n’est pas exclusif, il varie en fonction de la position dans le disque, de l’opacité de l’enveloppe qui influence directement sa capacité à perdre de l’énergie, et peut descendre jusqu’à  $3.5 M_{\oplus}$  à 100 AU, rendant la formation d’une planète géante plus rapide (jusqu’à 0.5 Ma) dans ce cas, mais possiblement plus lente dans d’autres (Hori & Ikoma 2011; Venturini et al. 2013; Kanagawa & Fujimoto 2013; Piso & Youdin 2014).

La formation du coeur peut également être accélérée en accrétant des fragments de planétésimaux de  $1 - 10 m$  dont la dynamique est d’avantage ralentie par interactions avec le gaz qu’elle n’est amplifiée par le potentiel gravitationnel du coeur (Rafikov 2004; Kenyon & Bromley 2009; Rafikov 2011). Ces fragments entrent en contact avec le coeur avec une vitesse relative très faible et augmentent donc fortement le taux d’accrétion en solides. Ce mécanisme n’est efficace qu’à  $40 - 50$  ua dans les cas standards (voir la figure 1.10), et peut être étendu jusqu’à 100 ua dans des disques massifs. Il impose cependant d’être capable de former des corps parents kilométriques à de telles séparations.

Un second mécanisme qui semble être prometteur a récemment été proposé par Johansen & Lacerda (2010) et Lambrechts & Johansen (2012). L’accrétion de grains centimétriques sur le coeur permet de diminuer le temps caractéristique de formation du coeur par 30 à 5 ua et 100 à 50 ua, voire d’avantage en fonction des paramètres du modèle (voir figure 1.10). Cependant, ce processus a besoin d’un mécanisme de piégeage des grains pour contrecarrer la dérive radiale qui devrait vider le disque, comme par exemple la présence d’un sillon dans la distribution du gaz (Paardekooper & Mellema 2006).

Comme discuté dans la section 1.4, l’accrétion sur coeur est un mécanisme très favorisé pour expliquer la population de planètes géantes en deçà de 5 ua. Cependant, il nécessite la formation de corps kilométriques qui reste énigmatique (voir la revue de Johansen et al. 2014). Pour expliquer la présence de géantes gazeuses au delà de plusieurs dizaines d’ua, l’instabilité gravitationnelle dans le disque protoplanétaire est le second mécanisme envisagé.

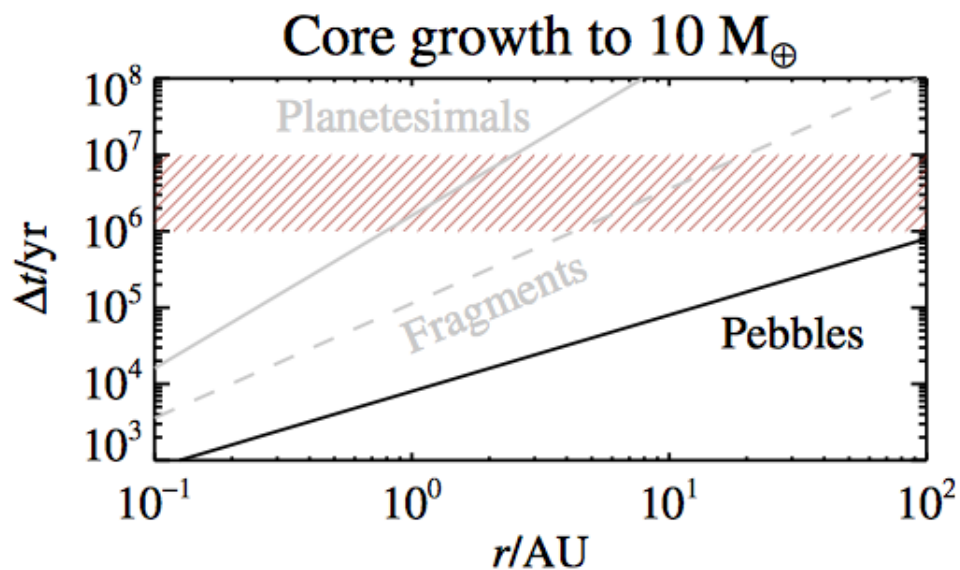


FIGURE 1.10 – Temps de formation d’un coeur rocheux de  $10 M_{\oplus}$  en fonction de la séparation à l’étoile centrale par coagulation de planétésimaux, accréation de fragments ou de grains centimétriques. La zone hachurée en rouge correspondant aux temps typiques de dispersion des disques protoplanétaires. Figure tirée de Lambrechts & Johansen (2012).

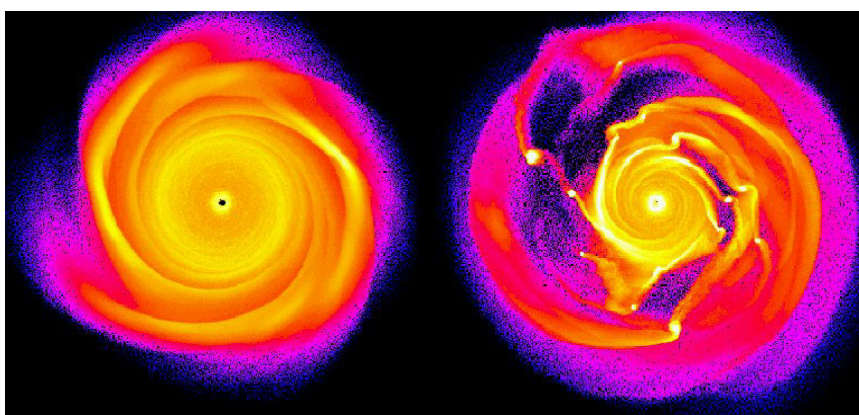


FIGURE 1.11 – Simulations hydrodynamiques d’un disque protoplanétaire instable formant des bras spiraux (**gauche**) puis des fragments (**droite**). Figure tirée de Mayer et al. (2002).

### 1.3.2 Instabilité gravitationnelle

L'idée d'un disque massif qui fragmente sous sa propre gravité pour donner naissance à des géantes gazeuses remonte à Kuiper (1751) mais a été remis à jour par les travaux de Cameron (1978) puis Boss (1997), suivi de nombreuses études.

La capacité d'un disque à former des fragments est généralement caractérisée par deux critères, le critère de Toomre (Toomre 1981) et celui de refroidissement (Gammie 2001). Dans un disque en deux dimensions, axisymétrique et en rotation képlérienne, l'autogravité du gaz le déstabilise tandis que la pression et la rotation (force de Coriolis) agissent de manière opposée. Cette compétition est illustrée par le critère de Toomre  $Q$  s'exprimant sous la forme :

$$Q = \frac{\Omega c_s}{\pi G \Sigma}$$

où  $c_s$  et  $\Sigma$  sont la vitesse du son et la densité surfacique dans le disque et  $\Omega$  la fréquence épicyclique. Un disque devient instable si  $Q < 1$ , c'est-à-dire si sa densité est très élevée<sup>6</sup>. Il est alors naturel de penser que le disque autour d'une étoile massive aura d'avantage tendance à être instable car sa densité est plus importante. Toutefois,  $\Omega$  augmente également avec la masse de l'étoile. En pratique, une étoile plus massive verra son disque d'avantage instable (Boss 2011).  $Q$  est souvent considéré comme une bonne approximation renseignant sur le déclenchement d'une instabilité dans le disque, celle-ci étant initiée par des bras spiraux qui peuvent se former autour de  $Q \simeq 2$  (voir figure 1.11, Durisen et al. 2007). Cependant, la phase d'effondrement des bras spiraux n'est plus linéaire, la densité et la pression augmentent localement et viennent contrebalancer la contraction. En l'absence de perte radiative, l'instabilité gravitationnelle ne peut fragmenter un disque. Les zones propices à la fragmentation doivent donc perdre de l'énergie suffisamment rapidement pour que le disque fragmente. Cette perte est déterminée par un temps caractéristique  $t_c$ , tel que la quantité  $t_c \Omega$  ( $\beta$ ) soit inférieure à trois (Gammie 2001). Plus un disque est chaud et dense, plus  $t_c$  sera faible donc la fragmentation devient possible (Rafikov 2007). Le critère de refroidissement empêche le disque de se fragmenter dans les zones les plus internes<sup>7</sup> mais la rend inévitable au delà de  $\simeq 50$  ua (Rafikov 2005, 2007, 2009; Boley 2009; Vazan & Helled 2012). Les objets formés par instabilité gravitationnelle sont donc créés à plusieurs dizaines d'ua de l'étoile en un temps très court,  $10^3$  ans, et sont massifs ( $1 - 10 M_{\text{Jup}}$ , Boley et al. 2010; Rogers & Wadsley 2012). L'évolution des fragments sur le long terme est une problématique majeure des simulations de formation de planète géantes. Le suivi de cette évolution nécessite de faire tourner ces simulations sur une échelle de temps très longue mais également d'adapter la résolution spatiale sur plusieurs ordres de grandeur pour passer du disque à la planète (e.g., Galvagni et al. 2012). Une fois formés, les fragments vont naturellement suivre le flot d'accrétion du disque et rapidement migrer vers l'intérieur (Baruteau et al. 2011). Cependant, les interactions avec le disque et la perte de moment angulaire avec les bras spiraux peuvent dissocier ces fragments (e.g., Boley et al. 2010; Vorobyov 2013). Le devenir de ces fragments est principalement conditionné par les conditions initiales de leur formation (profils en température, densité, moment angulaire) et la viscosité du disque. Certaines simulations parviennent néanmoins à former des objets de plusieurs dizaines de masse de Jupiter à 100 ua (Stamatellos & Whitworth 2009; Kratter et al. 2010). L'évolution des fragments peut être divisée en trois étapes :

6. Avec un profil en température de  $300r^{-1.2}$  K autour d'une étoile de type solaire, le profil en densité doit être supérieur à  $10^5/r^{7/4}$  g.cm<sup>-2</sup>, soit un disque d'1  $M_{\odot}$ s'étendant à 50 ua (Cameron 1978).

7. Une réécriture de  $t_c$  en prenant le même profil de température que pour  $Q$  donne  $t_c \Omega < 600r^{-7/4}$ .

- les fragments formés, froids, peu denses, principalement composé de  $H_2$ , s'étendent sur leur rayon de Hill (7.4 ua pour un objet de  $10 M_{Jup}$  Zhu et al. 2012). Ils se contractent en respectant l'équilibre quasi-statique sur des échelles de  $10^4 - 10^6$  ans, leur température augmente (Decamp & Cameron 1979; Helled & Bodenheimer 2010, 2011). Le potentiel gravitationnel du fragment fait que celui-ci peut accréter des planétésimaux et modifier sa composition (Helled & Schubert 2009). C'est dans cette phase où ils sont peu liés que les fragments sont les plus à même d'être détruits par effets de marée par interactions avec le disque. Plus le fragment sera massif, plus la durée de cette phase sera réduite ( $5 M_{Jup} - 10^3$  an) et plus ses chances de survie seront grandes. Une forte concentration en poussières suivie par une rapide sédimentation et coagulation peuvent engendrer la formation d'un coeur rocheux et réduire l'opacité de l'atmosphère, ce qui implique un refroidissement plus efficace (Helled & Bodenheimer 2011).
- lorsque la température centrale atteint 2000 K,  $H_2$  se dissocie, ce qui entraîne un effondrement dynamique de la protoplanète.
- la protoplanète est devenue alors compacte et dense avec un rayon de quelques  $R_{Jup}$ . Elle continuera à se refroidir et se contracter comme dans le modèle d'accrétion sur coeur. Si la migration prend place pendant cette phase, la protoplanète sera moins enclin à être détruite par interactions avec le disque et le rayonnement stellaire.

Récemment, il a été évoqué que si le fragment migre vers l'intérieur pendant la phase de pré-effondrement, l'enveloppe à la limite du rayon de Hill peut être érodée petit à petit, ce qui diminue la masse de l'objet ainsi formé (Nayakshin 2010). Si ce fragment a initialement accréte des planétésimaux qui ont ensuite formé un coeur par sédimentation et coagulation, et si l'enveloppe de gaz a été entièrement arrachée par interactions avec le disque et le rayonnement stellaire, une planète rocheuse sera finalement formée ; mais cette théorie est sujette à controverse (Chabrier et al. 2014).

L'instabilité gravitationnelle semble être capable de former des planètes géantes massives à grandes séparations, à condition que le fragment se forme loin de l'étoile et se contracte rapidement avant de migrer vers l'intérieur et de subir les forces de marée. Ce mécanisme est conditionné par un disque fortement auto-gravitant. Il peut résulter de concentrations locales de matière issues de l'accrétion de l'enveloppe du nuage moléculaire ou par des variations de l'accrétion du disque lui-même. Il est également conditionné par un refroidissement suffisamment important et efficace pour augmenter les chances de fragmentation des bras spiraux. Il a également l'avantage de former des objets rapidement et avec une variété de compositions. En effet, l'accrétion de grains ou de planétésimaux peut engendrer la formation d'une atmosphère sur-métallique (Rice et al. 2006; Clarke & Lodato 2009; Boley et al. 2010, 2011).

En réalité, ce mécanisme pose encore de nombreux problèmes. Les propriétés des disques simulés et la survie des fragments sont incertaines. Les modélisations ne peuvent se limiter à des critères analytiques linéaires mais doivent suivre l'ensemble de la thermodynamique du disque et le traitement radiatif (Boley et al. 2007; Boss 2009). Par exemple, la valeur de  $\beta$  ne semble pas universelle et dépend de l'équation d'état du gaz employée dans les simulations, elle peut valoir 5, voire 20 – 30 (Rice et al. 2005; Meru & Bate 2010, 2011; Paardekooper 2012). L'irradiation du disque par l'étoile centrale de même qu'une faible métallicité qui rend les pertes radiatives plus efficaces peuvent faire diminuer le rayon interne de fragmentation (Kratte & Murray-Clay 2011).

### 1.3.3 Evolution dynamique et physique

L'observation de la formation in-situ des planètes géantes est très difficile. L'imagerie directe permet d'observer de jeunes planètes géantes de quelques millions d'années avec le disque circumstellaire. L'étude de leurs propriétés physiques ne permet pas toutefois de remonter aux conditions initiales de leur formation car celles-ci se perdent rapidement en fonction du mécanisme de formation lui-même, du processus d'accrétion de gaz, de celui de refroidissement mais aussi de l'évolution dynamique du système. La nécessité de modèles émerge alors pour pouvoir comprendre : comment les orbites évoluent après les premières étapes de formation ? Quelle loi de refroidissement suit une planète géante ?

#### Migration

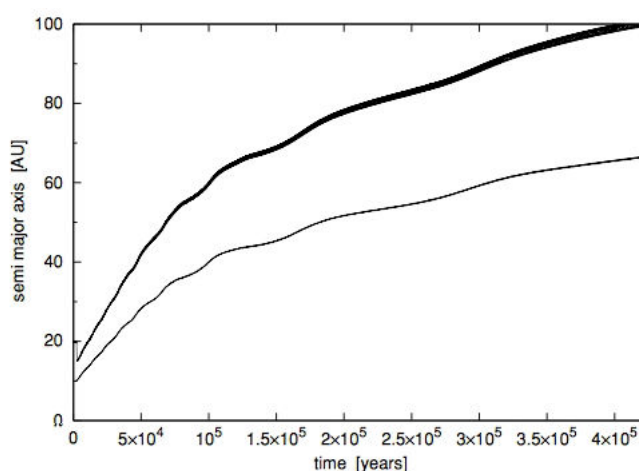


FIGURE 1.12 – Evolution du demi-grand axe d'un couple de planètes,  $6 M_{\text{Jup}}$  pour la planète interne et  $2 M_{\text{Jup}}$  pour l'externe, migrant vers l'extérieur dans un disque proto-planétaire autour d'une étoile de  $2 M_{\odot}$ . Figure tirée de Crida et al. (2009).

L'interaction disque-planète, lorsque celle-ci est encore enfouie, joue un rôle dominant dans l'évolution de ses paramètres orbitaux et agit rapidement par rapport au temps de vie du disque. Elle peut amener de grandes variations du demi-grand axe, de l'excentricité et de l'inclinaison. Plusieurs mécanismes peuvent alors être évoqués pour modifier l'orbite d'une géante gazeuse acquise lors de la formation in-situ.

Une planète suffisamment massive ouvre un sillon dans le disque et débute une migration, vers l'intérieur ou l'extérieur, de type II (Lin & Papaloizou 1986; Crida et al. 2006). La planète subit un couple du disque interne qui a un effet positif tandis que le disque externe exerce un couple négatif, plus important. L'ouverture du sillon est déterminée par une valeur minimale sur le rapport entre la masse de la planète et celle de l'étoile ( $q$ ), typiquement de l'ordre de  $10^{-3}$  à quelques ua à  $10^{-2}$  à plusieurs dizaines d'ua autour d'une étoile de type solaire, qui dépend de la viscosité et du rapport d'aspect du disque. C'est-à-dire que le couple exercé par la planète doit être plus grand que le couple visqueux du disque qui tend à remplir le sillon. L'accrétion du disque, qui tend à faire migrer la planète, figée dans le sillon, vers l'intérieur selon le temps caractéristique visqueux (Lin & Papaloizou 1986), est en compétition avec le couple exercé par la matière piégée au rayon de corotation qui tend à ralentir la migration (Crida & Morbidelli 2007). Cette compétition dépend donc de la profondeur du sillon, autrement dit, de la densité

de gaz à l'intérieur. Si la planète est très massive et la viscosité du disque est faible, la migration est contrôlée par l'évolution du disque et la planète migre vers l'intérieur, ce qui semble être le cas général. Si le sillon n'est que partiel, parce que la planète n'est pas assez massive ou la viscosité trop importante, le couple de corotation peut dominer le couple visqueux et inverser le sens de migration (Crida & Morbidelli 2007). Enfin, si le disque est très massif, la migration peut être de type III : elle s'est emballée de sorte que son temps caractéristique est de l'ordre de quelques dizaines de période orbitales (Masset & Papaloizou 2003; Masset 2008; Lin & Papaloizou 2010). La migration de type III peut s'effectuer dans les deux directions, vers l'intérieur, ou vers l'extérieur à la suite d'une impulsion. Cependant, il semblerait que le maintien d'une migration de type III vers l'extérieur sur une période de temps suffisante soit difficile (Masset & Papaloizou 2003; Pepliński et al. 2008). Par contre, l'impulsion donnée par des instabilités gravitationnelles sur le bord externe du sillon, développant des bras spiraux, semble être un moyen efficace pour amener une planète géante sur une orbite très large (Lin & Papaloizou 2010; Cloutier & Lin 2013).

La présence de plusieurs planètes géantes dans un disque peut provoquer des modifications orbitales. Dans un cas d'une paire de planètes, si celles-ci, initialement distantes, migrent à des vitesses différentes ou si, au contraire, elles sont suffisamment proches et massives pour ouvrir un sillon commun, elles peuvent rentrer en résonance de moyen mouvement, c'est à dire que le rapport de leurs périodes orbitales correspond à un rapport de nombres entiers. Toutefois, la probabilité de former des planètes directement en résonance est faible (Beaugé & Nesvorný 2012). La capture en résonance nécessite que le temps de convergence soit suffisamment court par rapport au temps de libration (Mustill & Wyatt 2011). Plusieurs résonances sont possibles mais les premiers ordres sont en général les préférés car ce sont les premiers auxquels les planètes sont confrontées. Le type de résonances du système est déterminé par la masse des planètes, la vitesse relative de migration et la séparation initiale entre les deux planètes (Nelson & Papaloizou 2002). Dans le cas d'un sillon commun où la planète à l'intérieur est moins massive que la planète à l'extérieur, l'ensemble migre vers l'intérieur, en gardant le rapport des orbites constant. Dans le cas contraire, la paire peut migrer vers l'extérieur, générant une nouvelle impulsion pour une migration de type III externe (Masset & Snellgrove 2001; D'Angelo & Marzari 2012). C'est ce scénario qui est envisagé dans le modèle du *Grand Track* pour expliquer la position de Jupiter et Saturne (Morbidelli & Crida 2007; Walsh et al. 2011). Ce mécanisme peut déplacer la paire à plusieurs dizaines d'ua de l'étoile centrale et est illustré sur la figure 1.12 (Crida et al. 2009). Alors que les captures en résonance ont tendance à exciter les excentricités voire les inclinaisons, si la paire migre dans le disque, ce dernier a tendance à contrebalancer cette excitation de manière très efficace (Kley et al. 2004; Bitsch et al. 2013).

Les excentricités peuvent être forcées par la résonance et le système peut devenir instable si les interactions du disque ne sont pas assez importantes ou si celui-ci est dissipé (Marzari et al. 2010; Moeckel & Armitage 2012). Un système à trois planètes est plus apte à devenir instable plutôt qu'une paire de planètes. Les rencontres proches vont éjecter la planète la moins massive sur une orbite à grande séparation et très excentrique (Chatterjee et al. 2008; Veras & Mustill 2013). Les systèmes observés en résonance sont des reflets des interactions planète-disque. Ensuite, les interactions planète-planète sont capables de produire une population de planètes géantes sur des orbites étendues et excentriques (Veras et al. 2008; Malmberg et al. 2011). L'éventail des processus disque-planète et planète-planète peut être retrouvé dans les revues de Baruteau et al. (2013) et Davies

et al. (2013).

## Evolution

L'étape post-formation concerne également la physique des planètes géantes elles-mêmes. Sur le long terme, elles sont condamnées à se contracter et à se refroidir car il n'existe aucune réaction de fusion en leurs coeurs. Les lois dépendent des paramètres physiques de la planète et des conditions initiales de formation. La baisse de luminosité en fonction du temps est modélisée par des relations la liant à sa masse/température effective/rayon/gravité. La luminosité étant grossièrement proportionnelle à la masse au carrée, il devient évident que les cibles privilégiées pour l'imagerie directe sont des planètes géantes massives autour d'étoiles jeunes. Les modèles sont donc à la base de l'interprétation des observations pour remonter aux paramètres physiques des objets détectés.

Quelque soit le mode de formation envisagé (instabilité gravitationnelle ou accréation sur coeur), l'étape de contraction brutale est commune et semble jouer un rôle majeur dans l'évolution de la luminosité aux âges jeunes. En effet, l'accréation du gaz est supersonique et crée un choc qui contrôle les conditions aux limites de l'atmosphère (Baraffe & Chabrier 2010; Mordasini et al. 2012c). En fonction de la nature du choc, l'entropie du gaz qui forme l'atmosphère de la planète géante peut être fortement affectée. Deux hypothèses extrêmes ont été considérées historiquement pour construire ces modèles :

- le choc est dit supercritique, il est radiativement efficace à 100 % ; c'est à dire que toute l'entropie du gaz accrété reste faible, l'énergie d'accréation est entièrement rayonnée et la luminosité de la planète après l'emballement de l'accréation est identique à celle d'avant. Ce modèle est dit de départ froid (Fortney et al. 2005; Marley et al. 2007).
- le choc est sous-critique, il n'émet aucun rayonnement ; c'est à dire que l'entropie du gaz augmente fortement, l'énergie d'accréation est ajoutée dans son intégralité à l'énergie interne de la planète et sa luminosité augmente d'autant. Ce modèle est dit de départ chaud (Burrows et al. 1997; Baraffe et al. 2003).

Les luminosités prédites suivant le modèle de départ froid donnent des planètes beaucoup moins lumineuses que celles avec les départs chauds, environ deux ordres de grandeur pour des objets de quelques millions d'année. Au bout d'un temps caractéristique qui dépend de la masse (1 Ga pour  $10 M_{\text{Jup}}$ , 20 Ma pour  $1 M_{\text{Jup}}$ , voir la figure 1.13, Marley et al. 2007), les prédictions de ces deux modèles convergent vers les mêmes valeurs de luminosité. Par ailleurs, si un coeur est présent dans une planète géante, sa masse semblerait jouer un rôle majeur dans la luminosité de l'objet (Mordasini 2013). En réalité, le transfert radiatif dans le choc est très mal connu, le gaz peut être accrété par l'atmosphère avec des entropies très intermédiaires à celles des deux hypothèses extrêmes précédentes. Une nouvelle famille de modèles, dits à départ tiède, considère des conditions initiales intermédiaires et prédit la relation masse-luminosité pour différentes entropies initiales (Spiegel & Burrows 2012; Marleau & Cumming 2014, voir figure 1.13). La luminosité augmente de manière monotone avec la masse et l'entropie, donnant naissance à plusieurs régimes : si l'entropie est très haute donc proche des modèles à départ chaud, une même luminosité correspond à peu de solutions en masses ; si au contraire, l'entropie est basse et proche des modèles à départ froid, la masse est hautement dégénérée. De plus, si la masse est suffisante, le déclenchement de la fusion du deutérium peut causer un flash, donc une augmentation de la luminosité à un instant donné et donc un refroidissement décalé dans le temps (Marleau & Cumming 2014).



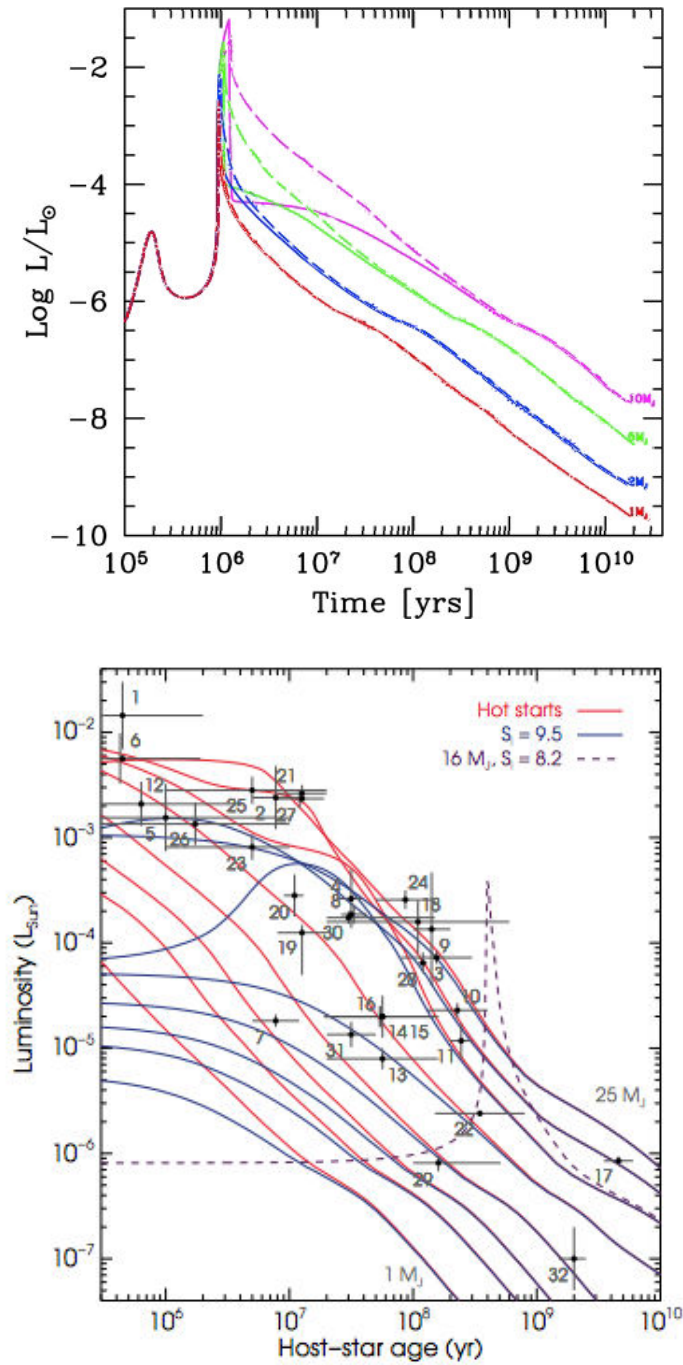


FIGURE 1.13 – **Haut** : Evolution de la luminosité en fonction des hypothèses de radiation du choc : supercritique (**lignes pleines**), sous-critique (**lignes hachurées**) pour différentes masses d'après le modèle d'accrétion sur coeur. Figure adaptée de Mordasini et al. (2012c). **Bas** : Même figure selon les modèles de départ tiède avec plusieurs entropies initiales ( $S$  en  $k_B/\text{baryon}$ ). Les points de mesure correspondent à l'ensemble des objets détectés par imagerie directe (voir l'article pour le détail). Figure tirée de Marleau & Cumming (2014).

Les propriétés des atmosphères des géantes jouent également un rôle majeur. En particulier, une forte opacité liée à la présence de poussières dans l'atmosphère impliquera qu'une planète sera moins lumineuse et très rouge. Au contraire, l'absence totale de poussières (donc une faible opacité) engendrera une planète plus brillante et plus bleue. Ces deux hypothèses extrêmes sont considérées, par exemple, dans les modèles de type DUSTY (Chabrier et al. 2000) et COND (Baraffe et al. 2003) respectivement. La quantité de poussières dans l'atmosphère est amenée à évoluer et il est envisagé que les planètes passent du régime opaque au régime transparent au cours de leur évolution (e.g., Allard & Homeier 2012). Les modèles d'évolution et les modèles d'atmosphère sont donc très liés.

Les conditions aux limites et les conditions initiales de formation sont très peu connues mais jouent un rôle primordial dans l'évolution des planètes géantes. Il convient de garder à l'esprit que l'interprétation des données dépend directement de ces modèles. Les modèles convergeant aux grands âges, la seule manière de les contraindre vient des objets jeunes. La mesure indépendante mais simultanée de chaque paramètre physique (masse, température, rayon, gravité, âge) permet une comparaison efficace avec les prédictions des modèles et permet de les calibrer (e.g., Bonnefoy et al. 2009; Konopacky et al. 2010; Schlieder et al. 2014).

### 1.3.4 Synthèse de population de planètes

Il apparaît finalement que les mécanismes de formation, de migration, et d'évolution des planètes géantes mais également les processus d'évolution des disques protoplanétaires dans lesquels elles se forment sont intimement liés. La nécessité de réaliser des modèles prenant l'ensemble de ces phénomènes en compte est vite devenue essentielle afin d'interpréter les observations mais reste extrêmement complexe. Le but ultime est de construire une théorie complète de formation et d'évolution des systèmes planétaires.

Un premier pas vient des simulations de population de planètes qui combinent théorie de l'accrétion sur coeur, de la migration, et de l'évolution du disque (Alibert et al. 2004; Ida & Lin 2004). Ces modèles ont été récemment améliorés pour inclure plus de physique (différents types de migration, interaction planète-planète, évolution; Mordasini et al. 2009; Ida & Lin 2010; Mordasini et al. 2012c; Ida et al. 2013; Alibert et al. 2013). Ils se basent sur des approches semi-analytiques et/ou des simulations de type Monte-Carlo qui ont l'avantage d'être rapides et permettent de faire varier les paramètres facilement pour construire une population de planètes. Les conditions initiales des modèles sont tirées directement des observations (propriétés du disque : quantité de gaz, de poussières, de planétésimaux, taux de photoévaporation, etc.) et les populations obtenues sont directement comparées aux observations. Le but de cette synthèse est de comparer quantitativement les propriétés statistiques des planètes observées avec celles produites en fonction des conditions initiales et de leurs propriétés physiques. Le lecteur pourra trouver une description complète de ces synthèses dans Benz et al. (2014).

Les prédictions des populations synthétiques ont permis de reproduire un certain nombre d'observables comme la fréquence ou les distributions en masses, en séparations et en rayons (e.g., Mordasini et al. 2012b,a; Ida et al. 2013) mais également de pointer des lacunes dans les théories utilisées (migration trop rapide, traitement du gaz dans les sillons, etc.).

Enfin, on peut évoquer les premiers travaux vers une population issue de formation par instabilité gravitationnelle (Forgan & Rice 2013). Le traitement statistique pourra être réalisé comme pour l'accrétion sur coeur afin que les prédictions soient comparées

aux observations et mettre en évidence les défauts des théories. Cependant, les conditions initiales sur les propriétés des disques à des stades si précoces ne bénéficient d’aucune contrainte observationnelle. Les prédictions de ces modèles devront être utilisées avec précaution.

## 1.4 Contraintes observationnelles sur les propriétés des exoplanètes

La plupart des systèmes exoplanétaires observés jusqu’à maintenant ont des propriétés très différentes des planètes du système solaire (orbites très courtes, excentriques et inclinées, systèmes binaires, planètes de masse et de taille très variées, etc.). Cette diversité nécessite de comparer les propriétés d’un grand nombre de systèmes pour identifier les processus de formation et d’évolution qui sont en jeu et replacer le système solaire dans un contexte plus large.

### 1.4.1 Planètes en deçà de 5 ua

#### Propriétés individuelles

La spectroscopie Doppler et les transits ont révolutionné les connaissances par le grand nombre de détections et de caractérisations. Les résultats clés concernent :

- les Jupiters chauds, géantes gazeuses dont les périodes orbitales n’excèdent pas quelques jours (e.g., Mayor & Queloz 1995; Charbonneau et al. 2000; Tingley et al. 2011; Hébrard et al. 2013). Leur formation in-situ étant impossible, les mécanismes de migration interne ont rapidement été développés et évoqués et permettent de reproduire plutôt correctement cette population (e.g., Kley et al. 2005; Ida & Lin 2005) ;
- les coeurs rocheux massifs (jusqu’à 200 – 800  $M_{\oplus}$ ) des Jupiters chauds favorisant un mécanisme de formation par accrétion sur coeur (e.g., Deleuil et al. 2008; Baraffe et al. 2008; Deleuil et al. 2012, 2014) ;
- la détection d’une planète rocheuse dans la zone habitable, dont la taille et la densité se rapprochent de celles de la Terre, avec la spéculation qui va avec concernant la présence d’eau voire de vie (Quintana et al. 2014) ;
- une variété d’excentricités (0 à 0.97, Jones et al. 2006) et d’inclinaisons orbitales (parfois rétrogrades) traduisant une diversité d’histoires évolutives. Les planètes dont la période est inférieure à quelques jours ont tendance à être circularisées, suggérant d’importants effets de marée, tandis que les fortes excentricités des géantes à plus longues périodes sont favorisées par les interactions mutuelles entre planètes (rencontre proche, résonance) ou avec une composante plus massive (résonance de Kozai) ;
- des planètes dans des systèmes binaires (e.g., Desidera & Barbieri 2007; Eggenberger 2010) orbitant autour de la paire d’étoiles (e.g., Correia et al. 2010; Orosz et al. 2012) ou de l’une des composantes. La formation de géantes gazeuses dans des systèmes binaires est mal comprise car très dépendante de la dynamique de la paire qui peut inhiber tout processus (Rafikov & Silsbee 2014) ;
- des masses très variées : 1.13  $M_{\oplus}$  (Dumusque et al. 2012) à plus de 10  $M_{\text{Jup}}$  (e.g., Hellier et al. 2009) et des rayons beaucoup plus importants que ce qui était attendu

pour les géantes gazeuses (e.g., Kipping 2008; Cappelletta et al. 2012) suggérant une atmosphère très étendue voire soufflée sous l’effet de l’irradiation stellaire dans le cas des Jupiter chauds (e.g., Vidal-Madjar et al. 2003; Linsky et al. 2010), ou d’autres très compactes (e.g., Torres et al. 2007); donc des densités volumiques s’étalant entre  $9 \times 10^2 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $26.4 \times 10^2 \text{ kg.m}^{-3}$ . Ces diversités ont des implications dans la composition des planètes et sont discutées dans le paragraphe suivant. Pour comparaison, Jupiter a une densité de  $1.6 \times 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$ ;

- la détection d’atomes, de molécules comme le sodium, potassium, vanadium, calcium, eau, dioxyde de carbone ou méthane (e.g., Charbonneau et al. 2002; Swain et al. 2009; Tinetti et al. 2010; Astudillo-Defru & Rojo 2013) ou encore de nuages et d’aérosols (e.g., Demory et al. 2011).

### Statistique des planètes connues

Le nombre de planètes détectées étant suffisamment important (sauf en imagerie, voir plus loin), des analyses statistiques plus représentatives peuvent être effectuées pour caractériser les populations de planètes. Cette statistique révèle des propriétés générales qui contiennent des informations sur les processus de formation et d’évolution (Chabrier et al. 2006).

Les éléments les plus marquants concernent :

- la corrélation entre la présence de géantes gazeuses et la métallicité pour les étoiles de type solaire, l’accrétion sur coeur étant favorisée dans un disque dont la densité de solides est élevée (Fischer & Valenti 2005); cette corrélation est bien reproduite par les modèles de population synthétique basés sur ce mécanisme de formation par accrétion sur coeur et ne peut pas être reproduite par l’instabilité gravitationnelle (Mordasini et al. 2012a); cette corrélation semble également beaucoup moins forte pour des planètes de type Neptune et telluriques (Udry et al. 2006; Mayor et al. 2011);
- la corrélation entre la fréquence de géantes gazeuses et la masse ( $[0.2, 1.9] M_{\text{Jup}}$ ) de l’étoile-hôte (Lovis & Mayor 2007; Johnson et al. 2007, 2010). Cette corrélation semble également favoriser l’accrétion sur coeur en admettant que la densité surfacique d’un disque augmente avec la masse de l’étoile-centrale (Kennedy & Kenyon 2008);
- la distribution en masse qui augmente fortement de  $3 M_{\text{Jup}}$  vers  $3 M_{\oplus}$  autour des étoiles de type solaire, selon une loi de puissance  $dN \propto M^{\alpha} dM$ , avec  $\alpha \in [-1.15, -0.31]$  (Cumming et al. 2008; Howard et al. 2010; Mayor et al. 2011)
- la distribution en période qui augmente pour des planètes entre 0.3 et  $10 M_{\text{Jup}}$  autour des étoiles de type solaire, selon une loi de puissance  $dN \propto M^{0.26} dP$  (Cumming et al. 2008), avec des géantes gazeuses qui se forment au delà de la ligne des glaces. Une extrapolation de cette loi suggère qu’un grand nombre de Jupiters existent entre 3 et 20 UA formées de la même manière que les planètes internes mais encore non-détectées aujourd’hui. Je reviendrai à cette extrapolation dans le chapitre 5.
- la détermination de la relation masse-rayon (Seager et al. 2007; Fortney et al. 2007; Chabrier et al. 2009) est une avancée majeure permis par la synergie entre la spectroscopie Doppler et les transits; la mesure de densité donne accès à la nature gazeuse ou rocheuse de la planète. La taille des planètes moins massives que  $0.1 M_{\text{Jup}}$  peut varier d’un facteur 4–5 et celle des planètes plus massives que  $0.3 M_{\text{Jup}}$  d’un facteur deux. Concernant les géantes, la présence de coeurs supers massifs ou d’atmosphères

gonflées permet d'expliquer ces différences. Pour les planètes moins massives, la composition du coeur et de l'atmosphère peut fortement varier (eau, silicates, métaux, Rogers & Seager 2010; Lissauer et al. 2011; Batalha et al. 2011; Berta et al. 2012. L'allure générale du diagramme masse-rayon est globalement reproduite par les modèles de population synthétiques basés sur l'accrétion sur coeur (Mordasini et al. 2012b);

En prenant en compte les détections et les limites en sensibilité de chacune des méthodes, il est possible de calculer la fréquence de planètes dans un domaine de masse et séparation donné. Mayor et al. (2011) ont trouvé que 50 % des étoiles des types solaires possèdent au moins une planète de n'importe quelle masse dont la période ne dépasse pas 100 jours d'après leur relevé en spectroscopie Doppler; 1 % des étoiles de type solaire possède des Jupiter chauds de période inférieure à dix jours (Mayor et al. 2011; Wright et al. 2012); 10 % des géantes de masse supérieure à  $0.3 M_{\text{Jup}}$  en deçà de 10 ans (Mayor et al. 2011); 17 % entre  $0.3$  et  $10 M_{\text{Jup}}$  et  $0.5 - 10$  ua d'après les relevés de microlentilles gravitationnelles (Gould et al. 2010).

Enfin, les recherches de planètes de petites masses se sont focalisées ces dernières années sur la zone habitable. Ces travaux ont déterminé une fraction de planètes telluriques dans cette zone ( $\eta_{\oplus}$ ) autour des étoiles M entre 15 et 40 % en fonction des définitions adoptées (Bonfils et al. 2013; Dressing & Charbonneau 2013).

L'accrétion sur coeur, les interactions disque-planète et planète-planète sont donc les mécanismes favorisés pour expliquer l'ensemble des propriétés des planètes, géantes au moins, en deçà de 5 ua. Au delà, la situation est beaucoup moins claire.

## 1.4.2 Planètes en imagerie directe

L'imagerie directe a permis la détection d'objets dont la masse se situe jusqu'à quelques fois la masse de Jupiter, sur des orbites entre quelques unités astronomiques et plusieurs centaines, autour des étoiles couvrant toute la gamme de types spectraux. Ces détections se placent dans la majorité au sein de grands relevés autour d'étoiles jeunes et proches (voir chapitre 5).

La première découverte a été celle de 2M 1207 b,  $\simeq 5 M_{\text{Jup}}$  à 40 ua de la naine brune de  $\simeq 30 M_{\text{Jup}}$  (Chauvin et al. 2004), rapidement suivie par AB Pic b (Chauvin et al. 2005,  $13.5 M_{\text{Jup}}$ , 275 ua), DH Tau b (Itoh et al. 2005,  $11 M_{\text{Jup}}$ , 330), CHXR 73 b (Luhman et al. 2006,  $12 M_{\text{Jup}}$ , 200), HN Peg B (Luhman et al. 2007,  $16 M_{\text{Jup}}$ , 795 ua) et 1 RXS 1609 b (Lafrenière et al. 2008,  $8 M_{\text{Jup}}$ , 330 ua)<sup>8</sup>. On remarque immédiatement que c'est l'imagerie directe qui questionne le plus la notion de *planète* discutée au début de ce chapitre; les objets détectés jusqu'en 2008 ont soit des orbites extrêmement grandes, soit ont des masses proches de la limite de  $13 M_{\text{Jup}}$ , soit orbitent autour d'une naine brune. La notion de rapport de masse  $q$  ici prend tout son sens puisque ces objets se sont probablement formés par fragmentation de nuage moléculaire comme les systèmes stellaires binaires.

En 2008, un nouveau pas est franchi avec la détection de planètes gazeuses, en deçà de 100 ua, autour d'étoiles massives possédant des disques de débris :  $\beta$  Pictoris b (Lagrange et al. 2009a,  $9 M_{\text{Jup}}$ ,  $a = 8$  ua), le système multiple autour de HR 8799 (Marois et al. 2008, 2010, 7, 10, 10 et  $10 M_{\text{Jup}}$ ; séparations projetées de 68, 43, 27 et 15 ua) et un objet autour de Fomalhaut (Kalas et al. 2008,  $<1 M_{\text{Jup}}$ , séparation projetée de 115 ua) dont la nature est encore discutée (Currie et al. 2012; Galicher et al. 2013; Kalas et al. 2013).

---

8. Les barres d'erreur ne sont pas données, elles sont généralement de quelques masses de Jupiter et de quelques unités astronomiques.

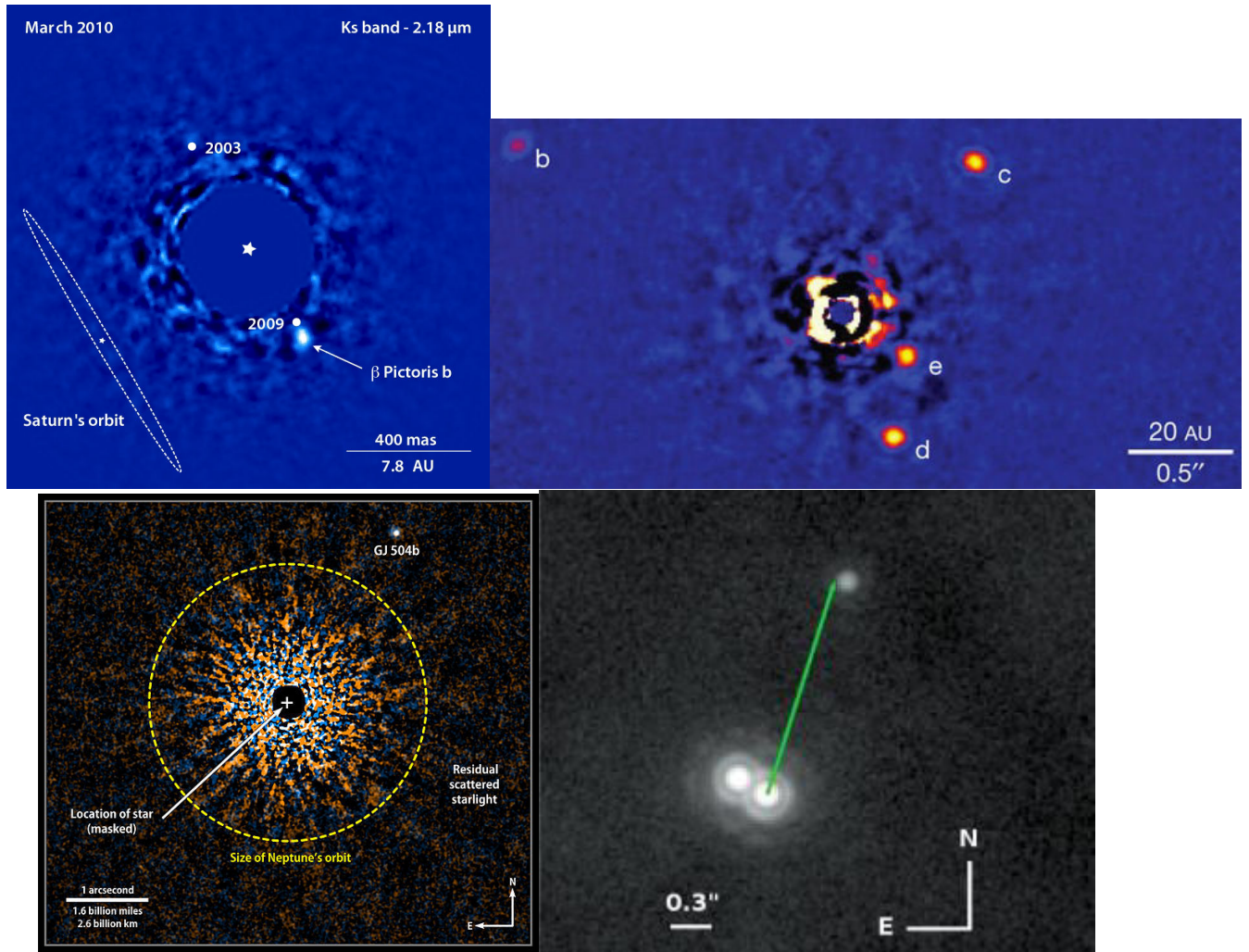


FIGURE 1.14 – Images en proche infrarouge de  $\beta$  Pictoris b (**haut, gauche**), HR 8799 bcde (**haut, droite**), GJ 504 b (**bas, gauche**) et 2M 0122 (AB) b (**bas, droite**). Figures tirées de Bonnefoy et al. (2011); Marois et al. (2010); Kuzuhara et al. (2013); Delorme et al. (2013).

La formation planétaire est donc pour la première fois directement reliée à la présence de disques. Ces objets ont les caractéristiques des planètes géantes et sont les systèmes les plus étudiés en imagerie directe aujourd'hui. L'année 2013 a été également très productive avec l'annonce de près d'une dizaine de nouvelles géantes gazeuses, toutes au-delà de 50 ua (e.g., Delorme et al. 2013; Kuzuhara et al. 2013; Rameau et al. 2013a; Bailey et al. 2014; Currie et al. 2014b; Naud et al. 2014).

Les planètes géantes à grandes orbites possèdent des propriétés (masses, distances) variées et sont observées autour de différentes étoiles, précoces mais également de type solaire et des naines. On peut citer par exemple le compagnon de  $13 M_{\text{Jup}}$  autour de la binaire de naines M 2M 0122 (Delorme et al. 2013) ; HD 106906 b,  $11 M_{\text{Jup}}$  à 656 ua autour d'une étoile A possédant un disque de débris dont l'extension est limitée à 120 ua ; ou encore  $\kappa$  Andromeda b,  $13 M_{\text{Jup}}$  à 55 ua autour d'une étoile de type B (Carson et al. 2013a). Cette diversité pose de nombreux défis aux modèles de formation planétaire par accrétion sur coeur et instabilité gravitationnelle.

Comme mentionné plus tôt, la masse des objets détectée par imagerie directe est déterminée à partir de modèles évolutifs qui relient leur âge et leur luminosité.

La détermination de l'âge du système est donc un paramètre fondamental mais la tâche reste difficile en deçà de 100 Ma (Soderblom et al. 2013). Une très grande variété de techniques existe pour mesurer l'âge des étoiles ; une description détaillée peut en être trouvée dans Soderblom et al. (2013). Les étoiles jeunes qui font l'objet d'observations en imagerie directe ont un âge déterminé par différents diagnostics (isochrone, abondances de lithium, émission en  $H_\alpha$ , excès infrarouge, taux de luminosité dans le domaine des X et études gyrochronologiques et cinématiques). Le diagnostic cinématique est généralement le plus robuste et permet d'identifier des membres appartenant à un même groupe (e.g., Zuckerman et al. 2001; Song et al. 2003; Nakajima & Morino 2012; Malo et al. 2013, 2014). Une dizaine d'associations ont été identifiées à ce jour, regroupant quelques centaines d'étoiles en tout, comme :  $\beta$  Pictoris (Zuckerman et al. 2001), TW Hydrae (Kastner et al. 1997), Tucana-Horologium (Zuckerman & Webb 2000; Torres et al. 2000), AB Dor (Zuckerman et al. 2004), ou Upper Scorpius, Lower Centaurus Crux et Upper Centaurus Lupus faisant parties de la grande association Sco-Cen (de Zeeuw et al. 1999).

Les mesures d'âge et de luminosité des planètes directement imagées ont permis de mettre des contraintes sur les modèles évolutifs. Comme le montre la figure 1.13, les modèles utilisant les départs les plus froids sont exclus et les départs les plus chauds semblent être favorisés ; ce qui peut signifier que le choc d'accrétion est radiativement peu efficace (Marleau & Cumming 2014). Il est donc nécessaire de calibrer ces modèles évolutifs aux âges jeunes pour des objets de faibles masses. Cette calibration passe par la mesure simultanée mais indépendante des paramètres fondamentaux du système (luminosité, rayon, température effective, âge) mais également la masse de manière dynamique, à laquelle l'imagerie peut répondre. Obtenir une masse dynamique pour les exoplanètes directement imagées est encore difficile mais dans un cas, les mesures de vitesses radiales de  $\beta$  Pictoris ont permis de poser des contraintes fortes (Lagrange et al. 2012a). L'imagerie directe commence à contraindre ces modèles en exploitant des binaires serrées de très faibles masses et semble suggérer que les prédictions en masses pourraient être élevées (Bonnefoy et al. 2009; Dupuy et al. 2014). Les simulations dynamiques du système de quatre planètes géantes autour de HR 8799 favorisent également des masses plus faibles de quelques  $M_{\text{Jup}}$  par rapport aux modèles évolutifs pour expliquer sa stabilité (Soummer et al. 2011; Goździewski & Migaszewski 2014).

L'imagerie directe est également la seule technique donnant accès à l'atmosphère des



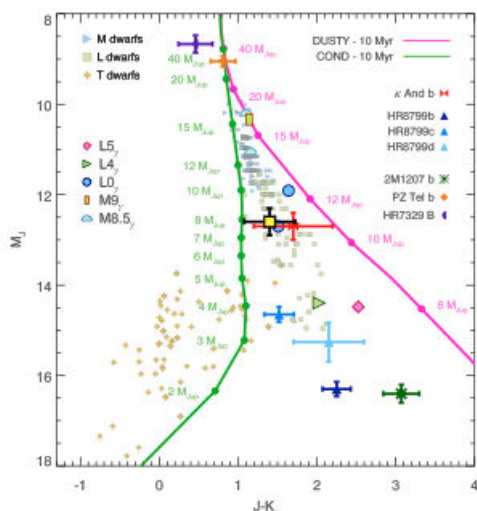


FIGURE 1.15 – Diagramme couleur-magnitude présentant la séquence MLT des naines brunes sur lequel plusieurs planètes extrasolaires ont été reportées. Figure tirée de Bonnefoy et al. (2013).

planètes qui ne sont pas fortement irradiées par l'étoile centrale. La mesure des distributions spectrales d'énergie et des spectres permet de contraindre les propriétés de ces atmosphères (températures, compositions, gravités), couramment comparées à celles des naines brunes, plus facilement observables. Les relatives ressemblances des propriétés des naines brunes et celles des planètes ont longtemps suggéré que ces objets suivaient la même séquence MLTY. Toutefois, rapidement, les mesures de couleurs des géantes ont montré que certaines d'entre elles (2M 1207 b, HR 8799 bcde) étaient plus rouges que leurs contreparties naines brunes à la transition L-T pour une même luminosité (Barman et al. 2011). Cet effet n'était pas reproduit par les modèles jusqu'au développement des modèles de type SETTL (Allard & Homeier 2012, e.g.). Cette sous-luminosité est interprétée comme la présence de poussières, principalement de silicates, sous forme de nuages dans la haute atmosphère, qui ne se seraient pas dissipées à cause d'une plus faible gravité. Les effets de chimie-hors équilibre sont également mentionnés pour expliquer les divergences avec les naines brunes et les modèles d'atmosphères (Bonnefoy et al. 2014; Skemer et al. 2014). La transition L-T semble apparaître plus tardivement mais existe car des compagnons de type T ont été détectés (Kuzuhara et al. 2013; Naud et al. 2014).

La spectroscopie directe de ces objets a permis de détecter la présence de plusieurs types de molécules comme l'eau, le monoxyde de carbone ou encore de le méthane (Chauvin et al. 2005; Patience et al. 2010; Barman et al. 2011; Konopacky et al. 2013; Janson et al. 2013).

Les modèles d'atmosphères ont cependant des problèmes pour reproduire toutes les caractéristiques des spectres (profondeur et forme de certaines bandes d'absorption, forme du pseudo-continuum) mais l'augmentation de la résolution et de l'échantillon permettront de les contraindre d'avantage.

Les rapports d'abondance, difficilement mesurables, sont accessibles à l'imagerie directe et permettent de remonter aux conditions de formation : un rapport stellaire pourrait éventuellement favoriser une formation par instabilité gravitationnelle tandis qu'un enrichissement pourrait peut-être résulter du scénario d'accrétion sur coeur. Une tentative de mesure de rapport C/O a été effectuée par Konopacky et al. (2013), suggérant une for-



mation de HR 8799 c par ce dernier mécanisme, mais les résultats nécessitent une confirmation.

Enfin, la multiplication du nombre de grands relevés permet de poser des contraintes sur la distribution et la fréquence de compagnons autour des étoiles jeunes et proches, malgré le faible nombre de détections. Plus de détails sont donnés dans le chapitre 5.

Les prochaines études en imagerie devront donc se focaliser sur :

- l’identification robuste de signes de formation planétaires dans les disques protoplanétaires afin d’étudier précisément les conditions et les premières étapes de formation des planètes géantes ;
- la détection de nouveaux compagnons, afin de créer un échantillon statistique suffisant pour dériver la distribution de masses, séparations ou l’influence des propriétés des étoiles-hôtes et donc de contraindre les mécanismes de formation et d’évolution en mettant en évidence d’éventuelles différences par rapport à la statistique des planètes internes ;
- l’obtention d’un échantillon de spectres, pour calibrer les modèles d’atmosphères et établir des propriétés statistiques ;
- la calibration des modèles évolutifs dans les gammes de masses planétaires, afin d’estimer de manière fiable la relation masse-luminosité des planètes imagées.

### 1.5 Enjeux et apports du travail de thèse

Les structures des disques de transition sont-elles créées par des planètes géantes en formation ? Comment se forment et évoluent les planètes géantes ? Sont-elles fréquentes ? Quelles sont leurs distributions en masses et en séparations ? Comment peut-on améliorer les techniques de détection pour détecter plus de planètes géantes, avec des propriétés physiques encore peu connues ? Ces problématiques, auxquelles il est nécessaire de répondre afin d’améliorer nos connaissances sur les exoplanètes, permettront de replacer notre système solaire dans le contexte plus large des systèmes planétaires et peut être de comprendre son origine et ses particularités. Mon travail de thèse s’est construit autour de deux projets principaux afin d’apporter de nouveaux éléments sur ces questions fondamentales. Les résultats de ces trois années sont repartis au sein de six chapitres dans trois parties.

L’imagerie à haut contraste et haute résolution angulaire a été la technique de détection de planètes géantes que j’ai utilisée tout au long de cette thèse. Cette technique nécessite une instrumentation dédiée afin de compenser les dégradations engendrées par l’atmosphère. L’amélioration des performances passe également par des stratégies d’observations différentielles et des outils de réductions spécifiques, que j’ai utilisés et améliorés afin d’atteindre les limites en matière de contraste et résolution spatiale. J’ai eu également la chance de travailler avec des données issues de trois instruments dédiés à l’imagerie d’exoplanètes. Le chapitre 2 de cette première partie introduit l’ensemble des notions utilisées dans ce manuscrit.

L’amélioration des performances de NaCo au VLT avec l’installation d’un nouveau mode d’observation et l’identification de nouvelles étoiles jeunes et proches en 2008 ont été des facteurs décisifs pour la conduite d’un grand relevé pendant trois ans. La deuxième partie de mon travail de thèse présente les résultats astrophysiques issus de ce relevé. J’ai effectué des études individuelles détaillées sur deux systèmes particuliers et utilisé le relevé dans son intégralité afin d’obtenir des contraintes statistiques sur la population des planètes géantes sur des orbites éloignées.

La formation planétaire étant un mécanisme clé pour expliquer les caractéristiques des disques de transition, je présente dans le chapitre 3 les observations que nous avons effectuées sur HD 142527, un disque de transition extrêmement asymétrique, qui a la particularité de présenter une cavité centrale très étendue, potentiellement formée par des géantes gazeuses en formation. Avant la publication des résultats de ces observations, la forme du disque était connue à plus grande échelle (au delà de 100 ua) avec peu de structures résolues. Aucune tentative de détection de planète géante dans le disque n'avait été effectuée. J'apporte dans ce chapitre les premières contraintes sur la masse et la séparation de possibles compagnons dans la cavité ainsi que de nouvelles structures dans le disque jusqu'à 40 ua. Des processus plus complexes (système multiple, instabilités hydrodynamiques) seront à tester pour rendre compte des observations.

Dans le chapitre 4, je traite du cas particulier de HD 95086. Il s'agit d'une étoile jeune et massive. Aucune observation de cette étoile en imagerie directe n'avait été effectuée avant cette thèse. Au cours de ces trois années, nous avons détecté une planète gazeuse autour de HD 95086. La détection de la planète a rapidement suscité de l'intérêt pour cette étoile. Des observations en FIR ont révélé peu après la découverte de HD 95086 b la présence d'un disque de débris autour de l'étoile. HD 95086 est donc le troisième système aujourd'hui qui présente une planète géante associée à un disque de débris. Il est donc précieux pour étudier les interactions disque-planète. La détection et la confirmation de l'objet furent une tâche difficile car son contraste est élevé ( $10^4 - 10^5$ ). Les observations multi-photométriques ont également mis en évidence des propriétés atmosphériques particulières qui en font un objet de référence pour étudier les objets froids.

L'analyse statistique de l'ensemble du relevé présentée dans le chapitre 5 m'a permis de déterminer la fréquence de géantes gazeuses sur des orbites éloignées autour des étoiles jeunes, massives, proches et poussiéreuses. Seules des limites supérieures à cette fréquence étaient connues avant ce travail de thèse. J'ai mis en lien les résultats du relevé avec les prédictions des modèles de formation afin de poser des contraintes sur ces derniers. Cette étude n'a cependant pas permis de contraindre les mécanismes de formation par accrétion sur coeur. Cette démarche s'inscrit comme une première étape vers les grands relevés en imagerie menés dans les prochaines années dont les buts sont identiques à cette étude.

Enfin, la mise en place de l'instrument de seconde génération au VLT, SPHERE, dont le but est de détecter d'avantage de planètes géantes mais à des orbites plus proches (autour de 1 – 10 ua), a motivé la dernière partie de mon travail de thèse. SPHERE possède un imageur dédiée à l'imagerie différentielle qui utilise les propriétés spectrales des objets recherchés pour augmenter ses performances. Bien que cette technique existe depuis l'ère de NaCo ou NICI au télescope Gemini Sud, l'analyse des données issues de ce mode d'observation est bien souvent biaisée et fausse les résultats obtenus. Je présente dans la dernière partie et le chapitre 6 les biais de réduction et d'analyse spécifiques à ce mode d'observation. Je propose également une méthode pour dériver des limites en sensibilité qui prennent en compte les effets spécifiques de ce mode. Ce travail est essentiel à l'utilisation optimale des données issues de SPHERE/IRDIS mais également des autres instruments utilisant l'imagerie multispectrale.

Je termine ce manuscrit dans la partie IV en remplaçant mon travail de thèse dans le contexte global des exoplanètes et en le mettant dans la perspective des futures avancées grâce aux nouveaux instruments. Un certain nombre d'articles dont les résultats ont été repris dans le manuscrit sont placés sous leurs formes de parution dans les annexes.



# Chapitre 2

## Imagerie directe assistée par optique adaptative

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>S'affranchir des effets de l'atmosphère</b>	<b>39</b>
2.1.1	Limitation de la résolution angulaire	39
2.1.2	Restitution du pouvoir séparateur d'un télescope	40
<b>2.2</b>	<b>Accéder au haut-contraste</b>	<b>42</b>
2.2.1	Augmentation de la gamme dynamique	42
2.2.2	Réduction du bruit de tavelures par l'imagerie différentielle	43
<b>2.3</b>	<b>Principe de réduction de données</b>	<b>47</b>
2.3.1	Pré-traitements	47
2.3.2	Algorithmes de suppression des tavelures quasi-statiques pour l'ADI	49
2.3.3	Estimation des limites de détection	51
2.3.4	Caractérisation des points sources	52
<b>2.4</b>	<b>Les imageurs à haut-contraste et haute-résolution angulaire</b>	<b>53</b>
<b>2.5</b>	<b>Bilan</b>	<b>60</b>

---

**A**ccéder à l'environnement proche des étoiles nécessite des techniques de haute résolution angulaire (HRA) ; détecter les objets les plus faibles nécessite des techniques de haut-contraste (HC). La résolution spatiale étant inversement proportionnelle au diamètre d'un télescope ( $D$ ) et la sensibilité proportionnelle à son carré, des grands télescopes ont été construits pour répondre aux besoins scientifiques associés comme l'étude du centre galactique ou la détection directe d'exoplanètes. Cependant, au delà de plusieurs dizaines de centimètres de diamètre du miroir, la turbulence atmosphérique devient un facteur limitant pour la HRA et le HC. Pour restaurer cette résolution spatiale, les télescopes peuvent être placés au dessus de l'atmosphère ou être couplés à des techniques optiques (e.g., interférométrie donnant une résolution de  $\lambda/B$ , avec  $B$  la distance entre les deux télescopes) et/ou opto-mécaniques comme l'optique-adaptative (OA, donnant une résolution proche de  $\lambda/D$ ). Des systèmes d'OA équipent aujourd'hui tous les grands télescopes. L'OA est indispensable pour détecter des exoplanètes par imagerie directe depuis le sol à des séparations angulaires faibles ( $\leq 3''$ ). Elle doit également être couplée à des algorithmes avancés de réduction de données a posteriori pour bénéficier des meilleures performances.

Dans ce chapitre, j'introduis dans un premier temps une description succincte de la turbulence atmosphérique puis le principe de l'OA. Je présente ensuite les techniques de HRA et HC et les instruments que j'ai utilisés pour chercher, détecter et caractériser des compagnons sub-stellaires. La stratégie de réduction et d'analyse des données acquises avec ces instruments est décrite en dernier lieu.

## 2.1 S'affranchir des effets de l'atmosphère

### 2.1.1 Limitation de la résolution angulaire

Les échanges thermiques entre les différentes couches de l'atmosphère terrestre créent des gradients de vitesse, des zones de cisaillement et des vortex ainsi que des inhomogénéités de température dans l'air. Ces phénomènes se généralisent en turbulence atmosphérique. Cette turbulence engendre des fluctuations de l'indice de réfraction qui engendrent elles-mêmes des variations de la phase du front d'onde en provenance d'un objet astrophysique (Roddiier 1981). Les variations de phase se traduisent finalement dans le plan image par un bruit de tavelures.

TABLE 2.1 – Conditions atmosphériques médianes du site de Paranel à  $2.2 \mu\text{m}$ .

Paramètres	Valeurs
$r_0$	80 cm
$\omega$	0.8 "
$\tau_0$	60 ms
$v_{h=10 \text{ m}}$	6.6 m/s

La turbulence est un phénomène physique bien décrit par un traitement statistique, celui de Kolmogorov (Kolmogorov 1941), se vérifiant pour les diamètres des télescopes actuels. L'idée principale de cette description réside dans le fait que la turbulence possède un régime en cascade : l'énergie est injectée dans des structures à grandes échelles puis est transportée jusqu'aux plus petites échelles où l'énergie est dissipée par frottements visqueux. La turbulence est décrite par des grandeurs caractéristiques, la taille spatiale et la variation temporelle, qui nous informent sur les conditions atmosphériques lors des observations.

Le premier de ces paramètres est le paramètre de Fried,  $r_0$  exprimé en centimètres, correspondant à la taille d'une cellule atmosphérique en deçà de laquelle le front d'onde peut être considéré comme plan.  $r_0$  est d'autant plus petit quand la turbulence est puissante, augmente avec la masse d'air puisque l'épaisseur des couches turbulentes traversées augmente, et varie en  $\lambda^{6/5}$  ; il est donc plus intéressant d'observer dans l'infrarouge que dans le visible pour s'affranchir de l'atmosphère. C'est dans ce domaine de longueurs d'onde que mon travail de thèse s'est situé ; c'est aussi dans ce domaine que l'on trouve des pics dans les spectres de corps noirs en émission des exoplanètes géantes jeunes. Pour mieux quantifier l'effet des cellules de cohérence vues par le télescope à la longueur d'onde d'observation, le *seeing* ( $\omega$ ) est communément utilisé, variant en  $\lambda/r_0$  et exprimé en seconde d'arc. Il représente la taille spatiale caractéristique de la réponse impulsionnelle du télescope en présence de turbulence. Les meilleures conditions correspondent donc aux valeurs de *seeing* les plus faibles.

La turbulence est considérée comme gelée, c'est à dire qu'elle évolue plus lentement que ses structures ne se déplacent sous l'effet du vent. Les fluctuations de phase évoluent sous le temps typique  $\tau_0$ , le temps de cohérence, qui varie selon  $r_0/v$ , avec  $v$  la vitesse de déplacement de la couche. Le tableau 2.1 résume les valeurs médianes de ces paramètres pour le site de Paranal<sup>1</sup>. Une description plus complète du traitement statistique de la turbulence peut être trouvée dans Conan et al. (1995).

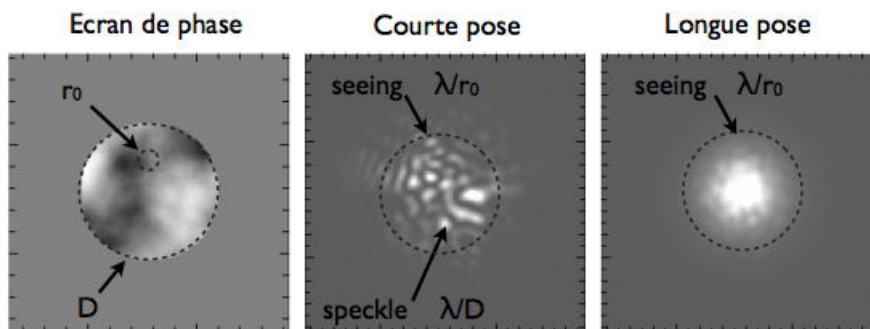


FIGURE 2.1 – Effet de la turbulence et du temps de pose sur l'image d'un objet ponctuel dont le front d'onde est décrit par l'écran de phase à gauche.

Théoriquement, l'angle minimal pouvant être résolu par un télescope de diamètre  $D$  est donné par la limite de diffraction. La résolution angulaire à une longueur d'onde  $\lambda$  est donc limitée à  $\lambda/D$ . Par exemple, pour  $D = 8.2$  m comme les miroirs primaires du VLT à  $2 \mu\text{m}$ , elle vaut  $0.06''$ . En présence de turbulence, lorsque  $D > r_0$ , elle s'exprime comme  $\lambda/r_0$ , engendrant une perte considérable du pouvoir de résolution. A court temps de pose,  $t < \tau_0$ , les images montrent des tavelures, dont la taille est limitée par l'échelle diffraction, réparties dans une tache définie par le *seeing* (figure 2.1); la turbulence est figée. Au contraire, lorsque  $t > \tau_0$  comme il est souvent le cas, les tavelures se moyennent, créent un halo de *seeing* qui atténue les hautes fréquences spatiales de l'image. Finalement, plus le *seeing* est grand, plus la résolution spatiale est dégradée.

Tout l'enjeu de l'OA réside dans le fait de compenser la turbulence pour restituer le pouvoir séparateur des grands télescopes.

### 2.1.2 Restitution du pouvoir séparateur d'un télescope

Le principe de l'OA réside dans la compensation en temps réel des fluctuations de phase introduites par la turbulence atmosphérique afin de restituer une résolution angulaire proche de la limite de diffraction. Les instruments d'OA sont composés de trois éléments, premièrement, d'un système de mesure du front d'onde, deuxièmement, d'un système de correction du front d'onde et troisièmement, d'un système de contrôle-commande, dont le principe de fonctionnement est représenté sur la figure 2.2. L'OA n'est pas un instrument scientifique en soi, il faut lui adjoindre un système dédié (caméra, polarimètre, spectromètre) avec qui les photons doivent être partagés.

Il existe plusieurs types d'analyseurs mais les instruments dont je me suis servi possèdent soit un SHACK-HARTMANN (Shack & Platt 1971) soit un senseur de courbure (Roddiér & Roddiér 1988). Le principe du SHACK-HARTMANN consiste à échantillonner spatialement le front d'onde à l'aide d'une matrice de micro-lentilles (idéalement limitées

1. <http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/astroclimate.html>

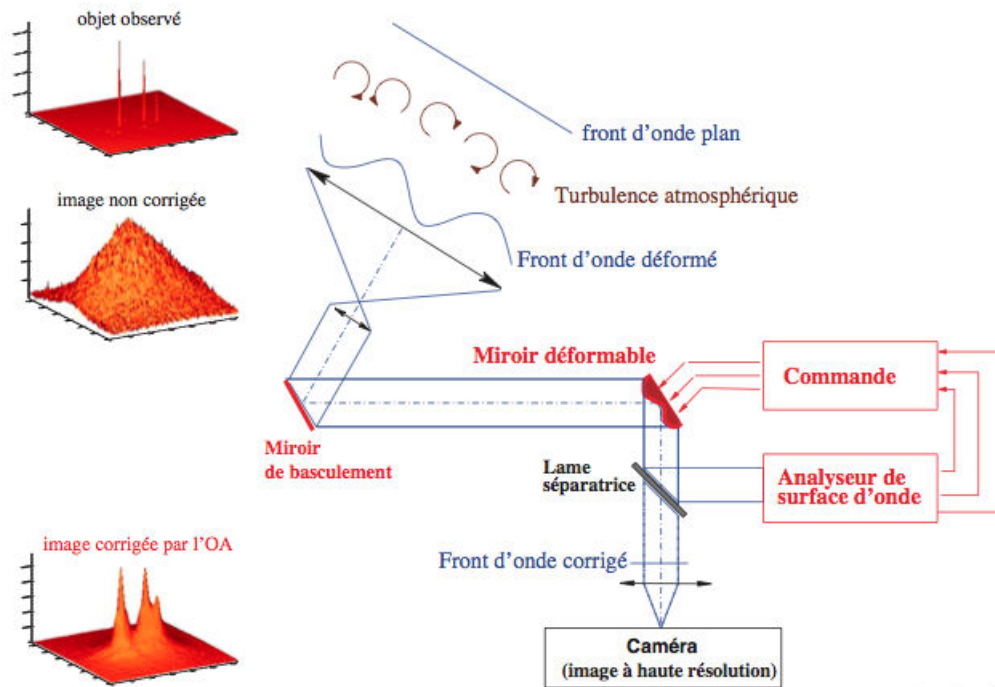


FIGURE 2.2 – Principe de l’optique adaptative (figure tirée et modifiée du manuel utilisateur de NaCo).

par la diffraction) alignée avec une matrice de détecteurs. Il mesure la dérivée locale de la phase, c’est à dire la pente du front dans chaque sous-pupille. L’analyseur de courbure mesure la dérivée seconde de la phase, c’est à dire la courbure locale du front d’onde.

Le système de correction est généralement constitué de deux miroirs. Le premier miroir dit de bascule permet de corriger les premiers ordres de la déformation (pente globale) afin de limiter le besoin en amplitude du second miroir déformable. Le miroir déformable est un miroir à actionneurs mécaniques, magnétiques ou piézo-électriques, qui doit idéalement fonctionner plus rapidement que la turbulence (450 Hz pour NaCo, 1.2 kHz pour SPHERE). Il corrige les fréquences spatiales jusqu’à une fréquence de coupure donnée par la moitié de la distance inter-actuateurs ( $7 \lambda/D$  pour NaCo,  $20 \lambda/D$  pour SPHERE), qui fixe le rayon extérieur de correction de l’OA. Le logiciel de contrôle-commande utilise les informations recueillies par l’analyseur de front d’onde. Le vecteur du front d’onde est décomposé pour chaque sous-pupille via une matrice d’interaction dont la base est constituée des polynômes de Zernik (Zernik 1934). Cette base est une bonne représentation des aberrations turbulentes et optiques dans le cas d’un télescope sans obstruction centrale. La matrice de commande qui sera appliquée au miroir déformable est calculée afin d’obtenir le vecteur de correction du front d’onde pour compenser la turbulence. L’OA est donc une boucle d’asservissement dont la consigne est d’obtenir la planéité du front d’onde dans un plan conjugué au plan pupille du télescope et qui doit fonctionner avec un temps caractéristique inférieur à  $\tau_0$  pour offrir un bon suivi de la turbulence, et donc une bonne correction.

La qualité de la correction de l’OA est mesurée par le rapport de *Strehl*, défini comme le rapport entre l’intensité maximale de la FEP corrigée en présence de turbulence et celle idéale, c’est à dire une figure d’Airy pour une pupille circulaire. Les systèmes d’OA ne reconcentrent pas l’intégralité du flux dans la FEP. Une image typique est caractérisée par

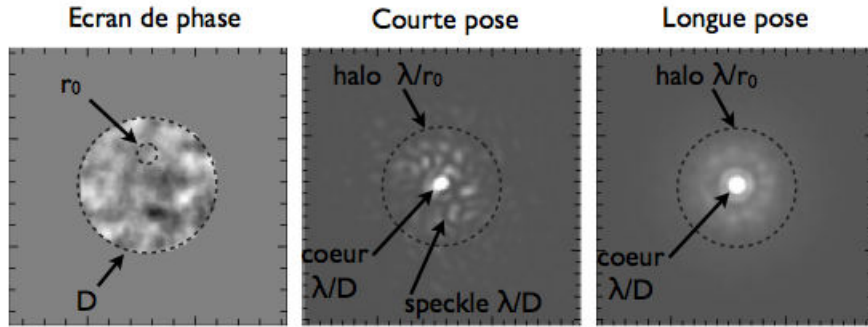


FIGURE 2.3 – Images à court (**milieu**) et long (**droite**) temps de pose après correction par OA d’un objet dont l’écran de phase est représenté à **gauche**.

un pic central cohérent, et éventuellement des anneaux d’Airy, limités par la diffraction entouré d’un halo limité par le *seeing* (voir figure 2.3). A court temps de pose, le halo contient encore un champ de tavelures qui se moyennent partiellement en augmentant la durée d’intégration. En pratique, la correction des grandes échelles par l’OA a aussi un effet sur les petites échelles, à travers l’atténuation des pentes de la phase. Le paramètre  $r_0$  est donc sensiblement plus grand après correction : le halo résiduel de l’OA est plus petit que la tache de *seeing*.

L’OA souffre cependant d’un certain nombre de facteurs limitant la restauration de la résolution angulaire. Ils proviennent des erreurs associées aux modes corrigés, aux erreurs des modes non-corrigés et à l’anisoplanétisme. Le bruit de photons, le bruit de lecture, la fréquence de coupure et le retard accumulé dans la boucle d’asservissement sont autant de sources d’erreurs dégradant la qualité de la correction de l’OA. Il existe aussi des variations de phase vues par le système sur la voie d’analyse qui ne sont pas présentes sur la voie scientifique et donc corrigées à tort et réciproquement.

Les manuscrits de thèse de Jean-François Sauvage et d’habilitation à diriger des recherches de Thierry Fusco font partie des références sur les dernières avancées de l’OA.

Une fois la haute résolution angulaire atteinte, la dynamique de l’image doit être optimisée pour atteindre le haut-contraste nécessaire à la détection d’un compagnon dont le flux est noyé sous celui de l’étoile.

## 2.2 Accéder au haut-contraste

### 2.2.1 Augmentation de la gamme dynamique

Afin d’améliorer la dynamique dans les images, il est parfois possible de saturer le coeur de la FEP sur quelques pixels. C’est une technique très efficace lorsqu’elle est combinée à des techniques d’imagerie différentielle décrites ci-après. Je l’ai utilisée dans la plupart des observations décrites au cours de cette thèse.

Une technique plus sophistiquée est la coronagraphie (Lyot 1932) qui consiste à placer un système de masques de phase ou d’amplitude dans les plans focal et pupille de l’instrument. Idéalement, la partie cohérente de la lumière stellaire est occultée dans un rayon autour du coeur. Parmi les masques d’amplitude, on peut citer le coronographe de Lyot et ses dérivés (e.g., Soummer 2005) avec les succès associés comme dans le cas de  $\beta$  Pictoris (Smith & Terrile 1984). Les coronographes de phase regroupent par exemple le coronographe à quatre-quadrants (4QPM, Rouan et al. 2000), le coronographe de phase apodisé (APP,



Kenworthy et al. 2010) ou encore le vortex (AGPM, Mawet et al. 2005) qui ont mené à un certain nombre de résultats scientifiques (e.g., Boccaletti et al. 2008; Quanz et al. 2010; Kenworthy et al. 2013). Guyon (2009) et Mawet et al. (2012) présentent des revues des différents coronographes utilisés pour la recherche d'exoplanètes par imagerie directe.

## 2.2.2 Réduction du bruit de tavelures par l'imagerie différentielle

### Les tavelures

En pratique, les systèmes d'OA permettent de corriger des variations de phase du front d'onde jusqu'à un niveau pour lequel le facteur limitant en terme de résolution et de contraste provient des aberrations instrumentales. Ces aberrations non-corrigées par l'OA ou par la calibration a posteriori se traduisent dans les images en tavelures dites quasi-statiques (Marois et al. 2003, 2005; Sauvage et al. 2007). Ces tavelures évoluent lentement (de l'ordre de plusieurs dizaines de minutes) sous l'effet de la gravité, du gradient thermique, ou des vibrations de l'ensemble système+télescope et ne se moyennent donc pas dans le temps. Des stratégies observationnelles ont été imaginées afin de supprimer ces tavelures quasi-statiques, appelées imageries différentielles. Deux grands types de techniques sont utilisés et fondés sur les propriétés temporelles et spectrales de l'étoile observée, des tavelures, et de l'objet scientifique à détecter. Le principe repose sur l'obtention d'une image de référence qui sera soustraite aux images pour réduire les tavelures quasi-statiques et le halo.

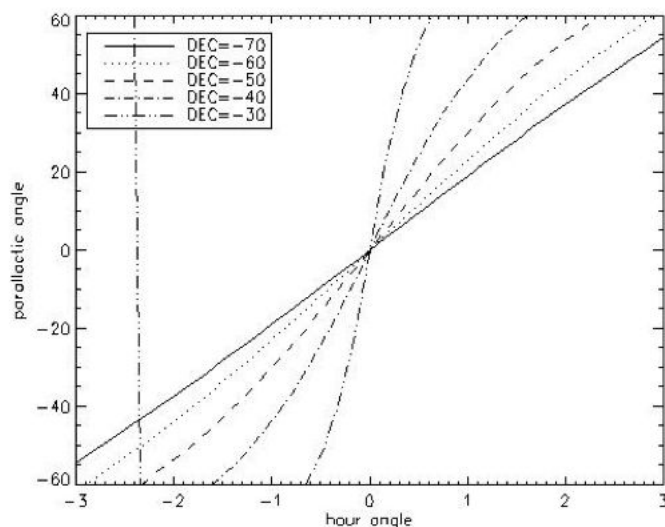


FIGURE 2.4 – Variations de l'angle parallactique en fonction de l'angle horaire pour différentes déclinaisons

Les stratégies utilisant l'information temporelle se basent sur la vitesse de rotation différente entre la pupille et le champ de vue d'un télescope de monture altitude/azimutale. Le champ de vue tourne de la quantité appelée angle parallactique, représentant l'angle entre le grand cercle passant par l'objet et le zénith, et le cercle horaire de l'objet (Marois et al. 2006a) :

$$\pi = \text{atan}\left(\frac{\sin(AH)}{\sin(\delta) \cos(AH) - \cos(\delta) \tan(\text{lat}_{\text{geo}})}\right)$$

avec  $AH$  l'angle horaire,  $\delta$  la déclinaison de la cible et  $\text{lat}_{\text{geo}}$  la latitude géographique du site ( $-24.62$  deg à Paranal). Le champ tourne d'autant plus rapidement que la cible se rapproche du méridien et qu'elle est proche du zénith (voir la figure 2.4).

On peut citer comme techniques de calibration des tavelures l'imagerie différentielle de référence, l'imagerie différentielle angulaire et l'imagerie différentielle spectrale simultanée décrites ci-après.

### L'imagerie différentielle de référence

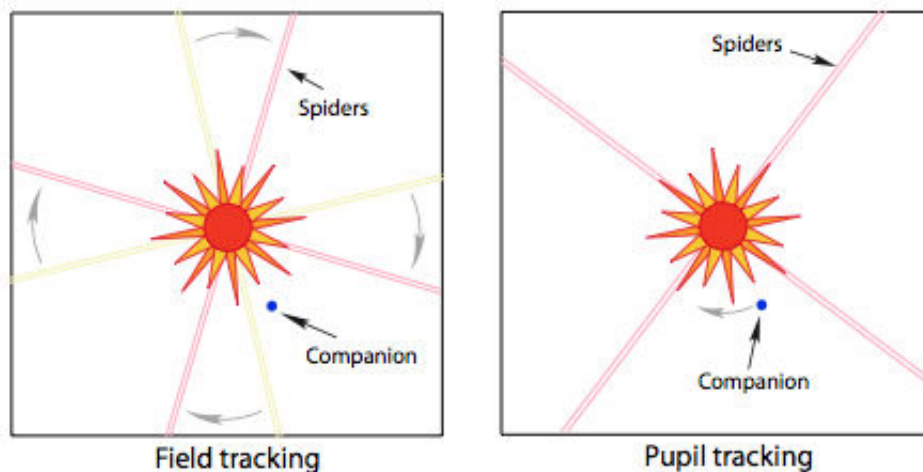


FIGURE 2.5 – Stratégies observationnelles permettant de construire une référence temporelle de la FEP pour supprimer les tavelures quasi-statiques. **Gauche** : Suivi de champ pour lequel la rotation du champ est compensée par la rotation des optiques. Un compagnon aura donc une position fixe dans le temps. **Droite** : Suivi du pupille pour lequel les optiques ne compensent plus la rotation du champ. Le compagnon va donc tourner autour de l'axe de rotation. Figure tirée de la thèse de M. Bonnefoy.

L'imagerie différentielle de référence (RDI ou suivi de champ) consiste à observer une étoile de référence pour réduire le halo de la FEP. Dans ce cas observationnel, le champ de vue est maintenu fixe. Pour un télescope à monture altazimutale comme c'est le cas pour la quasi-totalité des télescopes de grand diamètre, tout objet autour de la cible pointée va alors rester à la même position tandis que la phase tourne, les tavelures quasi-statiques vont se décarreler spatialement. Une deuxième cible de référence doit être observée à la suite de la séquence scientifique aux mêmes angles parallactiques et pendant le même temps d'intégration. Ses propriétés (magnitude, type spectral) doivent également être proches de la cible scientifique pour garantir un niveau similaire de correction d'OA et des tavelures aux propriétés analogues. La première détection de  $\beta$  Pictoris b a été effectuée grâce à cette méthode (Lagrange et al. 2009b). Cette technique est fortement limitée par la stabilité de l'instrument et donc de la FEP au cours du temps mais également par la stabilité des conditions d'observations. Dans les systèmes d'OA de seconde génération discutés ci-après, qui a priori devraient fournir une très grande stabilité, cette technique pourrait offrir un gain en performance aux petits angles (malgré un coup en temps d'observation doublé), là où la technique suivante a atteint ses limites.

### L'imagerie différentielle angulaire

L'imagerie différentielle angulaire (ADI ou suivi de pupille, Marois et al. 2006a) consiste à obtenir une image de référence directement à partir des observations d'intérêt scientifique, obtenue avec la pupille fixe. Les optiques du télescope et de l'instrument sont donc gardées à une position constante dans le plan focal, tout comme les tavelures quasi-statiques, pendant la séquence. Tout objet autour de la cible va donc tourner en suivant l'évolution de l'angle parallactique. Des temps de pose longs sont donc prohibés au risque que l'image se brouille, et ce d'autant plus à grandes séparations du centre de rotation. Il s'agit donc d'obtenir une série de courtes poses pendant un temps suffisamment important pour qu'un objet-compagnon ait bougé d'une distance au moins supérieure à sa FWHM. En effet, la image de référence est construite directement à partir de la série d'images. Il est donc nécessaire de pouvoir distinguer un objet physique de ces tavelures. Un ensemble d'algorithmes a été mis au point pour estimer au mieux cette référence. Ils sont présentés dans la section 2.3. Cette méthode a été à l'origine des découvertes majeures d'exoplanètes par imagerie directe (e.g., Marois et al. 2008, 2010; Lagrange et al. 2010; Rameau et al. 2013a; Kuzuhara et al. 2013) et est la technique majoritairement utilisée avec les systèmes d'OA de première génération et le mode principal de ceux de seconde génération.

Le RDI et l'ADI ne sont pas incompatibles. Il est tout à fait envisageable d'observer une cible en suivi de pupille puis d'observer ensuite une cible de référence avec le même temps d'intégration dont la variation de l'angle parallactique est identique, pour détecter par exemple à la fois des objets ponctuels grâce à l'ADI et des objets étendus plus axi-symétriques grâce au RDI. J'ai utilisé cette double stratégie pour détecter le disque mais également chercher des planètes géantes autour de HD 142527, présenté dans le chapitre 3.

### L'imagerie différentielle simultanée spectrale

L'information chromatique est un second moyen de calibrer la FEP grâce à l'imagerie différentielle spectrale (SDI/SSDI/DBI, Racine et al. 1999; Marois et al. 2000, 2003) qui propose d'obtenir simultanément deux images de la cible à deux longueurs d'onde proches. L'idée est d'exploiter les propriétés spectrales des compagnons recherchés tandis que celui de l'étoile, et donc les tavelures quasi-statiques, sont considérés comme non-structurés au premier ordre. Le faisceau est divisé par un prisme Wollaston en général puis chaque partie passe à travers un filtre à bande étroite centré sur une bande d'absorption moléculaire (eau, méthane, ammoniac) ou sur une raie d'émission ( $H\alpha$ ) tandis que le second filtre sélectionne le flux en dehors de la bande. La soustraction des deux images (après traitement, voir plus loin) vient supprimer la FEP contenant les tavelures quasi-statiques tandis que tout compagnon présentant un fort flux différentiel sera préservé. Cette technique a permis par exemple la découverte de compagnons stellaires de faible masse à seulement 0.16" de AB Dor (Close et al. 2005) et 0.088" de HD 142527 (Close et al. 2014). Je présente de manière plus détaillée cette technique et le traitement et l'analyse de ce type de données dans le chapitre 6. Elle a été utilisée lors de la campagne de recherche de planètes menée par l'équipe de NICI sur le télescope Gemini Sud (Wahhaj et al. 2013b; Nielsen et al. 2013; Biller et al. 2013) et fera partie des modes d'observations principaux de l'instrument SPHERE.

L'extension naturelle de cette technique est l'imagerie multi-spectrale à partir des

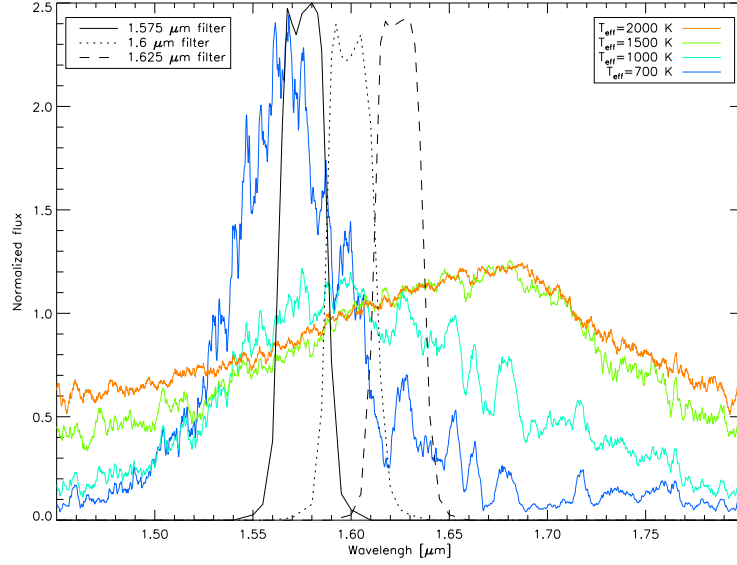


FIGURE 2.6 – Transmissions des filtres SDI superposées à différents spectres synthétiques issus des modèles d’atmosphère BT-STELL10 (Allard & Homeier 2012) à différentes températures. Les spectres dont la température dépasse 1500 K ne présentent pas la bande d’absorption du méthane à  $1.62 \mu\text{m}$  mais ont un continuum de pente positive qui diminue avec la température. A 1000 K et en deçà, la pente s’inverse et la profondeur de la bande moléculaire augmente lorsque la température diminue. Deux filtres SDI étroits ( $1.575 \mu\text{m}$  et  $1.6 \mu\text{m}$ ,  $0.025 \mu\text{m}$  de bande passante) isolent l’extérieur de la bande tandis que le filtre à  $1.625 \mu\text{m}$  sélectionne l’intérieur de la bande. Les spectres sont normalisés par leurs valeurs à  $1.55 \mu\text{m}$ .

données issues des spectrographes à champ intégral (le principe est décrit dans la section 2.4). La présence de plusieurs structures chromatiques dans le spectre des compagnons recherchés et le comportement linéaire en longueur d’onde des tavelures quasi-statiques permettent de séparer les deux composantes avec une meilleure efficacité (Sparks & Ford 2002; Thatte et al. 2007; Crepp et al. 2011).

Les aberrations chromatiques et différentielles entre les deux voies limitent la performance de ces techniques spectrales.

## L’imagerie différentielle simultanée polarimétrique

Une troisième méthode de voie différentielle exploite l’information polarimétrique des objets observés (PDI, Kuhn et al. 2001). La lumière provenant d’une étoile est essentiellement non-polarisée tandis que celle réfléchiée par un objet-compagnon va l’être au moins partiellement en fonction de ses propriétés (diffusion Rayleigh par les grains présents dans les atmosphères des planètes géantes ou par la poussière circumstellaire). Cette stratégie, similaire au SDI, consiste à imager simultanément deux états de polarisation orthogonaux grâce à un prisme Wollaston et une lame demi-onde. Elle a donné lieu à un certain nombre de résultats remarquables pour l’imagerie des disques de transition en infrarouge proche, entre autres avec NaCo (e.g., Muto et al. 2012; Quanz et al. 2013; Garufi et al. 2013; Avenhaus et al. 2014). Ce mode de fonctionnement sera principalement utilisé dans l’instrument ZIMPOL sur SPHERE.

Ces deux dernières techniques peuvent être ensuite couplées à l'ADI/RDI pour supprimer d'avantage les tavelures quasi-statiques. Des méthodes de traitement d'images a posteriori sont essentielles pour exploiter les stratégies d'observation et optimisent le contraste final.

### 2.3 Principe de réduction de données

Les données que j'ai réduites ont toutes été obtenues en ADI et la plupart avec NaCo. Un ensemble d'outils de réduction formant une chaîne de type bout-à-bout m'a servi à les réduire. Cette chaîne, développée à l'IPAG pour les données ADI de NaCo, se compose de quatre blocs, chacun réalisant une étape clé de réduction ou d'analyse (Lagrange et al. 2010; Bonnefoy et al. 2011; Chauvin et al. 2012). Les données sont généralement prises en mode CUBE, en saturant l'étoile centrale, en déplaçant régulièrement la cible sur quatre positions du détecteur. Ce déplacement permet de limiter les effets de variations locales du champ-plat, la suppression des mauvais pixels et du rayonnement thermique plus facilement. Une série de courtes poses avant et après la séquence profonde est réalisée sans saturer l'étoile pour obtenir une FEP de référence et une calibration photométrique. La description de chacun des blocs est présentée par la suite et une vue d'ensemble est donnée dans la figure 2.7. Les données prises en SDI, de type IFS et/ou provenant de NICI, GPI ou SPHERE que j'ai traitées ont donné lieu à des adaptations de ces outils. Ces modifications sont décrites au sein des chapitres correspondants.

#### 2.3.1 Pré-traitements

Les premières étapes de la réduction consistent à créer un cube maître contenant toutes les images, calibrées, triées, et alignées, dont les orientations sont connues.

Les paramètres et conditions d'observations sont extraites des en-têtes des fichiers ainsi que la position de la cible sur le détecteur et l'angle parallactique.

Ensuite, les images brutes doivent être corrigées de la transmission du télescope et de l'instrument et des mauvais pixels sur le détecteur (ayant reçu un rayon cosmique, non-linéaire ou inactif). La réponse impulsionnelle des pixels est calculée à partir d'une série d'images obtenues avec une illumination homogène dont l'intensité augmente linéairement. Ces observations sont généralement réalisées lors du lever ou du coucher du soleil ou avec une lampe interne halogène. Une carte de "champ-plat" et une carte des mauvais pixels constituent les produits de réduction de ces observations, obtenues avec le logiciel ECLIPSE (Devillard 1997). La première est divisée à chaque pose de science tandis que la deuxième sert à identifier les pixels dont le flux sera remplacé par une interpolation cubique entre les quatre plus proches voisins.

En IR, particulièrement en L', le rayonnement thermique du ciel, du télescope et de l'instrument doit être enregistré et soustrait aux images de science. Lorsque les observations sont effectuées avec un coronographe, le télescope est déplacé de quelques secondes d'arc dans un champ vide à côté de la cible pour intégrer avec le même temps de pose. Ces poses fournissent alors les cartes de rayonnement de fond. L'inconvénient de cette technique est qu'elle est sensible aux variations temporelles du rayonnement de fond et qu'elle nécessite d'observer plus longtemps. Pour compenser ces variations, des poses de ciel plus fréquentes doivent être effectuées. Le déplacement de la source sur le détecteur est une stratégie particulièrement efficace pour construire ces cartes en cas d'absence de coronographe. Une carte de rayonnement de fond est calculée à partir de la médiane sur

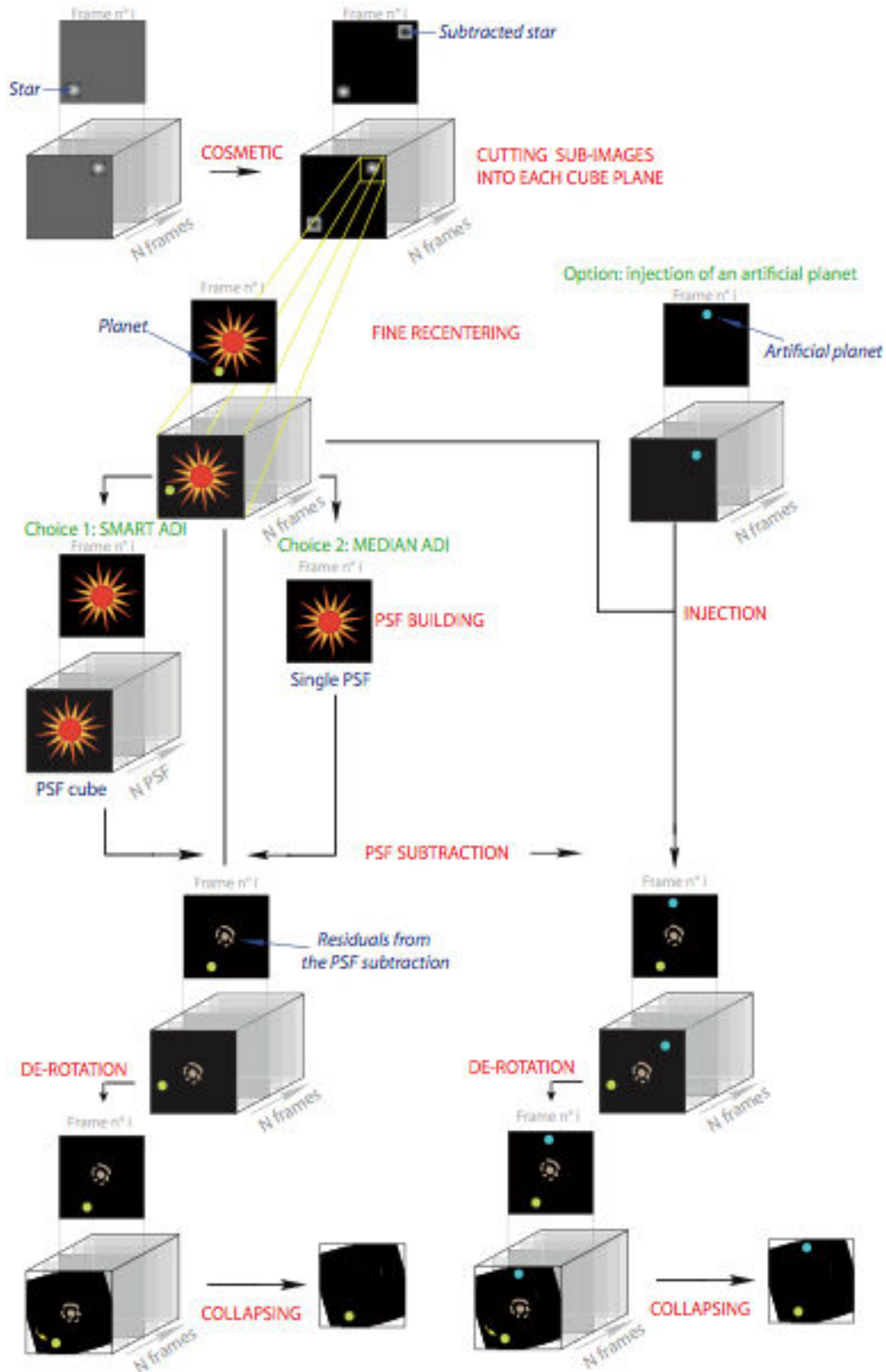


FIGURE 2.7 – Schéma de la chaîne de réduction des données ADI. Figure tirée la thèse de Mickaël Bonnefoy.

une série de poses prise dans une certaine limite temporelle (généralement quelques mi-

notes) autour de chaque pose d'intérêt scientifique. Le signal de l'étoile est donc supprimé par construction. Cette technique améliore l'efficacité globale.

Afin de réduire le temps de calcul, il est possible d'extraire une sous-partie du champ (typiquement  $100 \times 100$  pixels) centré autour de la cible. C'est dans cette zone que le halo limite le plus le contraste et donc que la réduction est la plus compliquée.

La combinaison des imagerie ainsi extraites nécessite que celles-ci soient parfaitement alignées. Dans chacune d'elle, la position de la source est estimée par ajustement d'une fonction de Moffat, seuillée à environ 50 – 60 % du seuil de non-linéarité. L'application de ce niveau est nécessaire pour éviter l'introduction d'un biais de positionnement dans le cas d'observations où le coeur de la FEP est saturé. L'étoile est ensuite replacée au centre exact de l'imagerie avec les outils ECLIPSE. Cette étape d'estimation du centroïde constitue l'erreur astrométrique principale, avec une précision typique entre 0.3 et 0.5 pixel en imagerie saturée.

Parce que la correction d'OA de NaCo n'est pas parfaitement stable, les images n'offrent pas la même dynamique au sein d'un cube. Les images de mauvaise qualité sont identifiées et rejetées en utilisant des critères ; par exemple si leurs flux intégrés dans une couronne de 20 pixels de rayon autour de la cible dévient de la valeur moyenne sur le cube de plusieurs fois la déviation standard (typiquement 1.5).

A cette étape, chaque cube d'imagerie peut être moyenné temporellement (lorsque la rotation de champ à l'intérieur du cube est négligeable) pour obtenir une seule imagerie et réduire d'avantage le temps de calcul.

Enfin, les cubes ou les imagerie sont mis bout à bout et rangés temporellement dans un unique cube (dit cube maître). Les angles parallactiques correspondant à chaque plan sont stockés dans un vecteur maître.

### 2.3.2 Algorithmes de suppression des tavelures quasi-statiques pour l'ADI

Le deuxième bloc de la chaîne de réduction est dédié aux traitements ADI dont les algorithmes sont présentés ci-après. Ils sont tous implémentés dans les outils de réduction. Une étape de filtrage (médian, azimutale, lissage) préliminaire est possible avant la soustraction du halo. Les cartes de résidus finaux sont obtenues par moyenne ou médiane temporelle des cubes de résidus.

L'ADI étant la technique observationnelle la plus utilisée pour la recherche de compagnons sub-stellaires, de nombreux algorithmes ont vu le jour pour optimiser la détection des signaux astrophysiques. Ces outils diffèrent dans leur manière d'estimer et de soustraire la image de référence à partir d'un cube de  $N$  images et génèrent donc des bruits résiduels de distribution et d'intensité différents, ce qui constitue un avantage majeur lorsqu'ils sont utilisés en parallèle pour comparer les résultats. Une description succincte des principaux outils que j'ai utilisés est donnée ici ainsi qu'un exemple de chacune des réductions dans la figure 2.8 à partir d'observations de TYC 8779-1683.

Marois et al. (2006a) ont proposé le premier algorithme, 'median ADI', renommé classical ADI (cADI) par Lagrange et al. (2010). Le principe est d'utiliser la médiane de l'ensemble des images de la séquence pour reconstruire la FEP puis de la soustraire. Si la rotation du champ est suffisante, tout compagnon aura tourné et sa contribution dans la image de référence sera faible. Il existe donc une séparation minimale en deçà de laquelle le compagnon sera grandement filtré. Quant aux tavelures corrélées durant toute la séquence, elles seront conservées dans la FEP donc soustraites ensuite. Cependant,



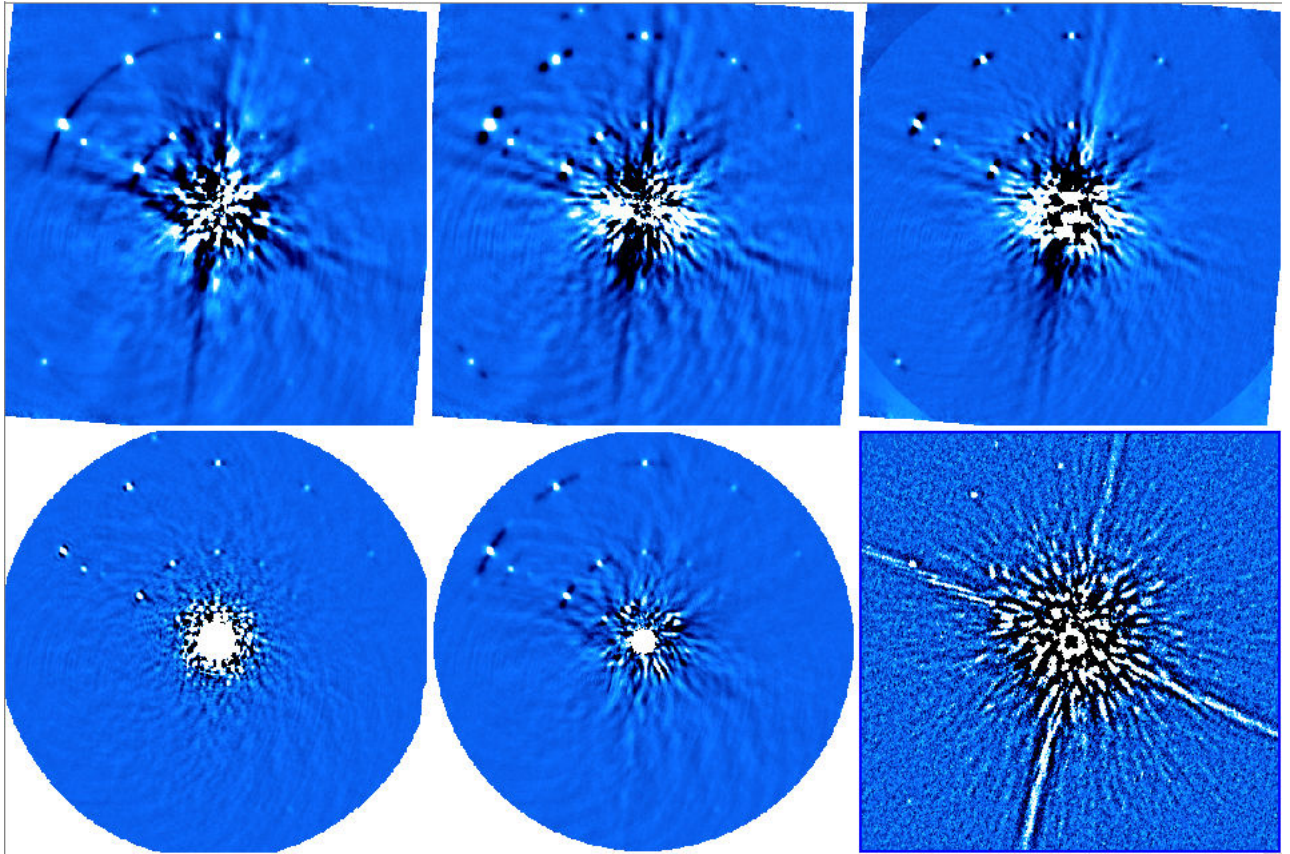


FIGURE 2.8 – Cartes de résidus d’observations ADI de TYC 8979 réduites avec l’algorithme cADI (**haut, gauche**), sADI (**haut, milieu**), rADI (**haut, droite**), LOCI (**bas, gauche**), PCA (**bas, milieu**) et ANDROMEDA (**bas, droite**). L’échelle en flux est identique dans chaque image

une séquence dure typiquement une heure alors que le temps de corrélation des tavelures n’excède pas quelques dizaines de minutes. La performance de cette méthode dépend donc de la stabilité de la FEP. Enfin, par construction, cette technique diminue le bruit pixel-à-pixel et est donc bien adaptée à la recherche de compagnons à grandes séparations.

Pour palier le manque de stabilité de la FEP sur la longue durée, Marois et al. (2006a) ont proposé de construire une image de référence pour chaque image  $i$  à partir de la moyenne d’un nombre  $n$  (typiquement 10) d’images aussi proches que possible dans le temps mais dont la rotation du champ a été suffisante pour que tout compagnon ait bougé, à une séparation donnée, de  $N_\delta$  ( $\in \mathbb{R}_+^*$ , typiquement 1) en unités de FWHM. Cette technique est appelée ‘smart ADI’ ou sADI. Les tavelures quasi-statiques sont alors mieux prises en compte dans les  $N$  image de référence, ce qui améliore sa performance par rapport au cADI à courtes séparations. Cependant, le critère de rotation étant fixé pour une séparation donnée, tout compagnon situé en deçà sera partiellement filtré par la image de référence. L’extension naturelle de cette technique consiste à construire la image de référence de l’image  $i$  radialement (‘radial ADI’ ou rADI). L’image  $i$  est découpée en anneaux de largeur  $dr$  et les images sont sélectionnées suivant des critères de séparation identiques.

Lafrenière et al. (2007) ont développé un algorithme (LOCI) basé sur le principe de minimisation du bruit à partir de combinaisons linéaires locales des images de référence. Chaque image  $i$  est sub-divisée en zones d’extension radiale et azimutale limitées dans les-



quelles la FEP est optimisée indépendamment. Afin de ne pas supprimer tout compagnon présent dans la zone, les images sont sélectionnées si le critère de séparation est satisfait et la minimisation est calculée dans une zone plus grande que la zone de soustraction (300 FWHM de taille typique). La qualité de la minimisation est donc directement déterminée par la taille des zones d’optimisation (paramètres). Celle-ci ne doit cependant pas être trop petite au risque de supprimer tout signal physique. LOCI est très efficace pour supprimer les tavelures quasi-statiques mais engendre un biais astro/photométrique plus important sur le signal d’un compagnon que les méthodes ADI. Un certain nombre de variantes de LOCI ont été développées depuis 2007 qui, par exemple, cherchent à maximiser le signal d’un compagnon en plus de la minimisation du bruit (dLOCI, Pueyo et al. 2012), ou qui trient les images de référence en fonction de leur degré de corrélation (A-LOCI, Currie et al. 2012). Marois et al. (2014) a développé une nouvelle version, TLOCI, qui utilise en plus l’information spectrale dans les données IFU ainsi qu’un modèle de spectre pour le compagnon recherché afin de minimiser les effets d’auto-soustraction grâce aux structures spectrales.

Soummer et al. (2012) et Amara & Quanz (2012) ont proposé d’utiliser la méthode statistique d’analyse en composantes principales (PCA) pour construire la image de référence (Jee et al. 2007). A partir d’une librairie de réalisations de FEPs, généralement les  $N$  images, une base orthonormale est créée par transformation de Karhunen-Loève, définie comme minimisant la distance à l’ensemble des images de science. Les vecteurs propres de cette base constituent les composantes principales auxquelles sont associées les valeurs propres qui caractérisent le degré d’inertie du mode associé<sup>2</sup>. Il existe alors  $N$  modes associés aux  $N$  images. En général, les premiers modes représentent plus de 95 % de l’inertie totale. Chaque image  $i$  est alors projetée sur une base tronquée (indice  $k_{klip} \in \mathbb{N}$ ) pour créer la image de référence. Le choix de  $k_{klip}$  détermine le niveau de soustraction des structures mais également de tout compagnon. Cette technique s’avère aussi efficace que LOCI pour soustraire les tavelures mais est surtout beaucoup plus rapide en temps de calcul. Des extensions de cette méthode sont déjà proposées en reprenant le principe du sADI, sPCA (Absil et al. 2013; Meshkat et al. 2014).

Après estimation et soustraction de la image de référence, les  $N$  cartes de résidus sont alignées suivant la même orientation, et combinées (moyenne, médiane).

Cet ensemble de trois familles d’outils est largement utilisé dans le domaine de l’imagerie directe. D’autres techniques sont en cours de développement pour améliorer d’avantage les performances en parallèle des systèmes d’OA extrêmes (xOA). Par exemple, Mugnier et al. (2008) ont proposé ANDROMEDA pour traiter les données ADI/ASDI (SDI+ADI). Son principe repose sur la méthode du maximum de vraisemblance entre le modèle du signal recherché (un point-source dans notre cas) et les données. Ygouf et al. (2013) ont proposé d’estimer conjointement la carte des tavelures et celle de l’objet recherché grâce aux informations multi-spectrales des IFU couplées à l’ADI et un modèle des aberrations instrumentales. Ces méthodes prometteuses nécessitent cependant une application sur des données réelles pour tester leur robustesse.

### 2.3.3 Estimation des limites de détection

Le calcul des limites de détection constitue une étape fondamentale dans l’analyse des données. Pour tout algorithme de réduction ADI utilisé, une carte du niveau de bruit

---

2. L’inertie peut être interprétée comme la proportion d’information portée par le mode pour expliquer les données de science.

pixel-à-pixel est calculée en déplaçant une boîte de  $5 \times 5$  pixels. La moyenne azimutale de cette carte permet d'extraire une courbe ( $\sigma$ ) en fonction de la séparation. Parce que tout algorithme ADI engendre une auto-soustraction des point-sources, il est nécessaire de calibrer la perte de flux qui dépend de la position dans l'image. Des point-sources artificiels sont créés en utilisant la FEP non-saturée et injectés à séparations croissantes et tous les 120 deg (pour éviter un recouvrement du signal en cas de rotation de champ importante ou de grands paramètres de sélection des images de référence) dans un réplique du cube maître ne contenant aucun bruit (sauf pour LOCI à moins que les coefficients pour l'image de science soient appliqués à ce cube vide, et PCA). Ce cube est réduit comme les données de science. Le flux des résidus des planètes artificielles est mesuré par photométrie d'ouverture (3 pixels de diamètre) et comparé à celui des signaux d'origine mesuré de la même manière. La moyenne selon la direction permet d'obtenir une courbe de la perte de flux ( $FL$ ) en fonction de la séparation. Le contraste pixel-à-pixel, exprimé en magnitude, alors atteint, est calculé selon la formule suivante, après normalisation par le temps d'intégration :

$$\Delta m = -2.5 \log \left( \frac{\#\sigma/FL}{\max(\text{FEP}_{\text{non-sat.}})} \right) + ND$$

où  $\# \in \mathbb{N}$  et  $ND$  la correction en magnitude de l'atténuation de la densité neutre utilisée lors des observations non-saturées.

L'interprétation de la détectabilité d'objets physiques en fonction de la séparation à la cible s'effectue par la conversion des niveaux de contraste en grandeurs physiques en utilisant des modèles d'évolution qui prédisent la magnitude en fonction de l'âge. La conversion s'effectue en prenant en compte la distance et la magnitude absolue de l'étoile observée. Au cours de cette thèse, j'ai choisi d'estimer les limites de détection en terme de masses en utilisant les modèles AMES-COND, DUSTY, et la combinaison des AMES-COND (âge, masse, température, rayon) avec les modèles d'atmosphère BT-SETTL (température, magnitude; voir le chapitre 1).

### 2.3.4 Caractérisation des points sources

Le dernier ensemble d'outils a pour but d'estimer la position et le flux de tout point source détecté dans les cartes de résidus.

Deux méthodes sont implémentées après proposition par Marois et al. (2006a); Lafrenière et al. (2007); Lagrange et al. (2010); Bonnefoy et al. (2011). Elles sont généralement appelées "méthode des planètes artificielles positives" et "négatives".

Le première technique, que j'ai utilisée pendant ma thèse, consiste à minimiser la différence entre un modèle de signal de la planète (créée à partir de la FEP non-saturée) et ce signal dans les cartes de résidus :

1. la position et le flux (positif) du point-source sont estimés à l'oeil dans la carte de résidus de l'algorithme ADI considéré ;
2. une planète artificielle avec le même flux est injectée à la position dans un cube vide ;
3. les données modélisées sont re-réduites en suivant le même traitement que le cube de science afin de créer un modèle de la signature ADI ;
4. une boîte de mesure centrée sur la position d'injection et limitée radialement et azimutalement (quelques FWHM en général) sert à calculer le bruit des résidus ;

5. une boucle en explorant le flux (pas de 0.2 ADU) et la position (pas de 0.02 pixel) est réalisée afin de minimiser la différence entre le modèle et le signal ;
6. le minimum correspond au flux et à la position de la planète ;
7. afin d'estimer l'influence des tavelures résiduelles présentes dans la boîte et donc l'erreur sur la mesure, l'opération est répétée à plusieurs angles de position mais à la même séparation.

Ces méthodes fonctionnent lorsque les opérations sont linéaires. Elles sont beaucoup plus robustes qu'un simple ajustement de fonctions à deux dimensions qui est biaisé en photométrie et en astrométrie par la nature de la signature ADI. Leurs performances dépendent du rapport signal-à-bruit sur le point-source détecté. Des précisions de l'ordre de 0.1 mag peuvent être atteintes.

## 2.4 Les imageurs à haut-contraste et haute-résolution angulaire

Tous les télescopes de la gamme des 8–10 m de diamètre possèdent des systèmes d'OA afin d'effectuer des observations HRA et éventuellement aussi HC. Au cours de ma thèse, j'ai eu l'opportunité de travailler avec deux de cette première génération d'instruments (NaCo, NICI) mais également avec les toutes premières données de la nouvelle génération d'OA extrême (xOA) dédiée à l'imagerie directe (GPI, SPHERE). Ces deux instruments ont été conçus et optimisés pour la détection directe et la caractérisation de planètes géantes. Les systèmes d'xOA permettant d'atteindre des rapports de Strehl en NIR très hauts ( $> 80\%$ ). Couplés aux optiques de coronagraphie dédiées, ils vont améliorer les performances en contraste de deux ordres de grandeur et la résolution aux très petits angles ( $< 0.5 - 1''$ ). Les caractéristiques de ces instruments sont résumées dans le tableau 2.2.

TABLE 2.2 – Caractéristiques principales des instruments d'optique adaptative utilisés.

Instrument	Site	Installation	$\lambda$ ( $\mu m$ )	FoV ( $'' \times ''$ )	Echelle ( $mas/pixel$ )	Modes	Strehl (%) à $1.6 \mu m$
NaCo	VLT	2001	0.9 – 5.5	$8 \times 8$ à $56 \times 56$	13.2 – 54.7	IC, ID, Co, Sp, Pol, Int	$< 45$
NiCi	Gemini Sud	2007	0.9 – 5.5	$18 \times 18$	17.9	IC, ID, Co, Sp, Pol, Int	$< 45$
SPHERE	VLT	2014				IC, ID, Co, Sp, Pol, Int	$> 90$
-ZIMPOL			0.45 – 0.95	$3.5 \times 3.5$		IC, ID, Pol, Co	
-IRDIS			0.95 – 2.32	$11 \times 11$	12.25	IC, ID, Co, Sp, Pol, Int	
-IFS			0.95 – 1.65	$1.77 \times 1.77$	12.25	ID, Co, IFU	
GPI	Gemini Sud	2013	0.9 – 2.4	$2.8 \times 2.8$	14.3	ID, Co, Pol, Int, IFU	$> 90$

**Notes :** IC, ID, Co, Sp, Pol, Int et IFU correspondent à l'imagerie classique, différentielle et coronagraphique, spectroscopie longue fente, polarimétrie, interférométrie et spectroscopie intégrale de champ.

### NaCo

Le module d'OA NAOS (*Nasmyth Adaptive Optics System*, Rousset et al. 2003) et à la caméra IR CONICA (Lenzen et al. 2003) constituent l'instrument NaCo, installé au foyer Nasmyth du VLT/UT4 de 2001 à 2013 puis déplacé sur VLT/UT1 en 2014. NAOS

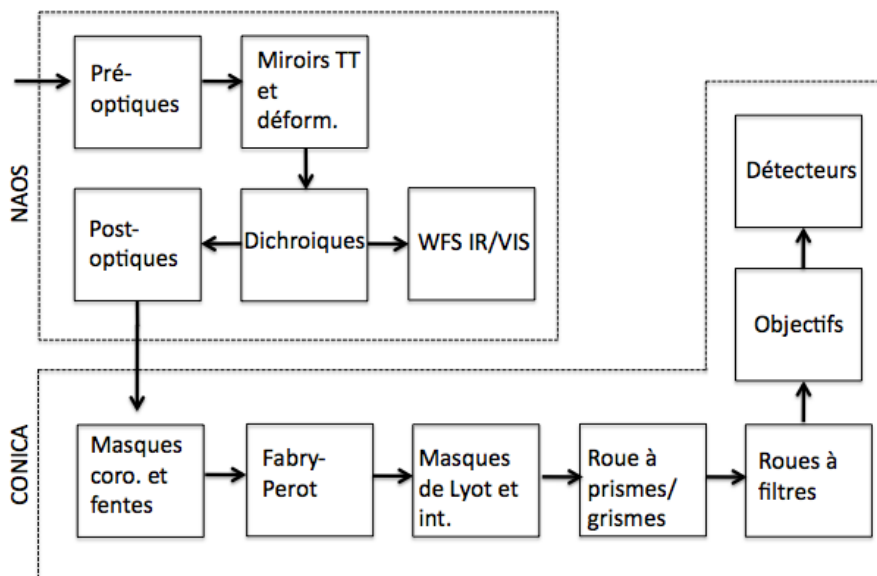


FIGURE 2.9 – Diagramme en blocs de NaCo.

possède un miroir déformable avec 185 actuateurs et deux senseurs de front d'onde de type SHACK-HARTMANN opérant jusqu'à 500 Hz (un dans le visible ( $0.45 - 1 \mu m$ ) et un dans l'infrarouge ( $0.8 - 2.5 \mu m$ )). NAOS fournit typiquement un Strehl entre 20 et 45 % à  $2.2 \mu m$  avec une étoile de référence avec  $V = 10 - 13$  mag dans les conditions moyennes de Paranal.

L'onde lumineuse ( $0.9 - 5.5 \mu m$ ) dont le front a été corrigé est envoyée dans CONICA. CONICA offre une vaste gamme de modes : imagerie classique, coronagraphique (Lyot, 4QPM, APP, AGPM), différentielle (prisme wollaston), spectroscopie à longue fente ( $0.9 - 4.1 \mu m$ ,  $R \simeq 60 - 1500$ ), polarimétrie (prisme, grisme) et interférométrie (masquage de pupille). CONICA est équipée de plusieurs roues à filtres, une contenant les filtres à bandes intermédiaires et quelques filtres à bandes étroites, une seconde avec les filtres à bandes larges (J,  $\lambda = 1.27 \mu m$ ; H,  $\lambda = 1.66 \mu m$ ; K<sub>s</sub>,  $\lambda = 2.18 \mu m$ ; L',  $\lambda = 3.80 \mu m$ ; M',  $\lambda = 4.78 \mu m$ ), et une troisième avec deux densités neutres (ND<sub>short</sub>, transmission de 1.4 %; ND<sub>long</sub>, transmission de 1.7 %). Six objectifs fournissant un champ de vue entre  $8'' \times 8''$  et  $56'' \times 56''$  et un échantillonnage entre 13.2 mas/pixel et 54.7 mas/pixel peuvent être choisis.

Le faisceau est finalement focalisé sur un détecteur de type Aladdin 3 ( $1024 \times 1026$  pixels). La figure 2.9 présente une vue schématique de NaCo.

CONICA offre également un mode CUBE pour lequel chaque pose individuelle (DIT) est lue sur le détecteur et sauvée dans un cube de données. Ce mode est très utile pour échantillonner temporellement la FEP et sélectionner les meilleures images avant de les combiner.

La quasi-totalité des données utilisées au cours de cette thèse ont été prises avec NaCo.

## NICI

NICI (*Near Infrared Coronagraphic Imager*, Chun et al. 2008) a été spécialement conçu pour l'imagerie directe d'exoplanètes et est centré sur l'imagerie simultanée avec deux dé-

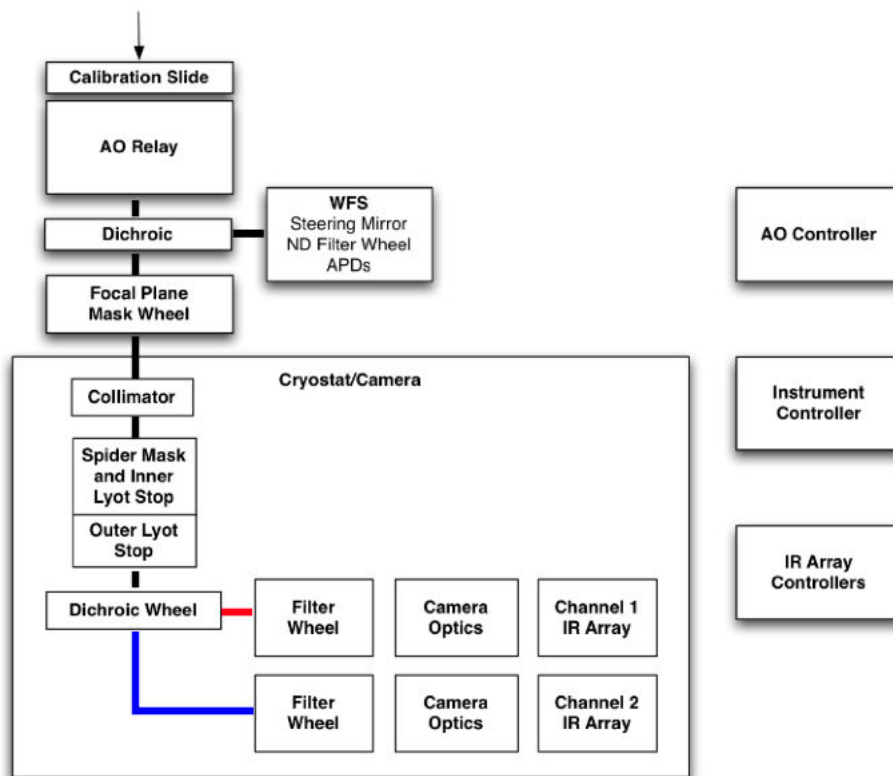


FIGURE 2.10 – Diagramme en blocs de NICI. Figure tirée Chun et al. (2008).

tecteurs (voir figure 2.10). Il était installé au foyer Cassegrain du télescope Gemini-Sud jusqu'au printemps 2013. NICI offrait les modes d'imagerie classique, coronographique, d'imagerie simultanée, d'imagerie différentielle spectrale et de polarisation et de spectroscopie. Le système d'OA de NICI est composé d'un miroir déformable et d'un senseur de courbure échantillonnant la pupille du télescope en 85 sous-éléments, permettant de mesurer puis de compenser la courbure locale du front d'onde à une fréquence de 1.3 kHz. Les rapports de Strehl obtenus avec NICI en bande H sous de bonnes conditions avoisinent 30–45 %. Les masques coronographiques (Lyot, apodisés) ont la particularité d'être semi-transparents pour atténuer 99.5 % du flux de l'étoile et du halo central tout en laissant le point-source visible pour une détermination du centre, une calibration astrométrique et photométrique précise. NICI a la spécificité d'avoir deux voies scientifiques, équipées de roues à filtres (22). Des filtres à bandes larges et dix filtres dédiés au SDI permettant d'échantillonner les bandes du méthane à  $1.65 \mu m$ ,  $2.25 \mu m$ , et de l'eau à  $3.09 \mu m$ . Chacun des deux détecteurs de type Aladdin ( $1024 \times 1024$  pixels) reçoit le faisceau et fournit une échelle de  $17.9 \text{ mas/pixel}$  et un champ de vue de  $18'' \times 18''$ .

## SPHERE

SPHERE (*Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch*, Beuzit et al. 2008) est l'instrument d'xOA de seconde génération installé au printemps 2014 au foyer Nasmyth du VLT/UT3. Il est composé de quatre modules, la voie commune contenant l'OA et trois sous-systèmes scientifiques (IRDIS, IFS et ZIMPOL) schématisés sur la figure 2.11, montés sur une plateforme stabilisée en température et vibrations.

La voie commune contient les pré-optiques de compensation des effets du télescope

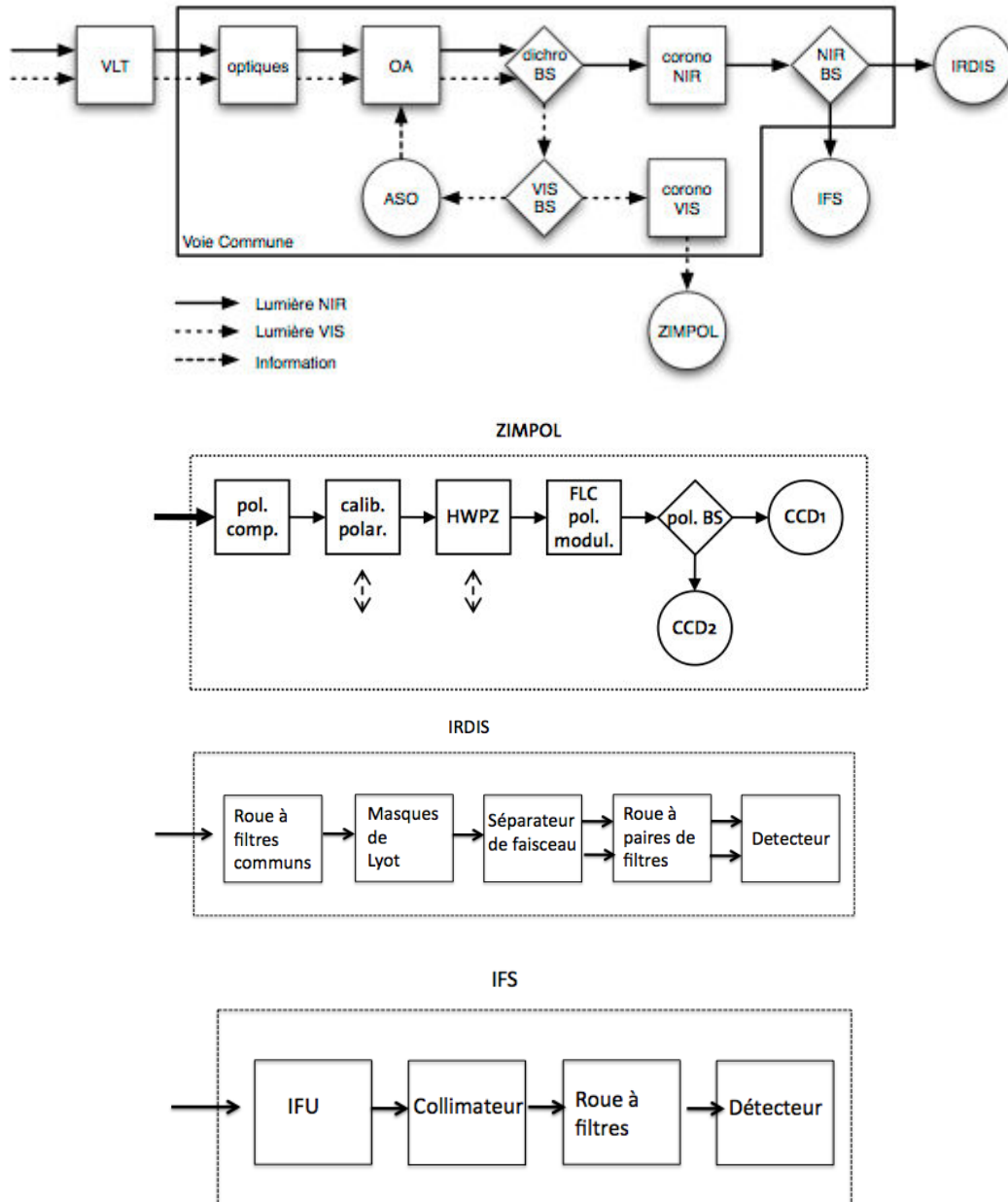


FIGURE 2.11 – Diagramme en blocs de SPHERE. Figure adaptée de la thèse d’A. Vigan, Thalmann et al. (2008), Dohlen et al. (2008) et Antichi et al. (2008).

suivi de SAXO, le système d'xOA (*SPHERE adaptive optics for eXoplanet Observation*). Il est constitué d'un miroir déformable de 1681 actuateurs couplé avec deux miroirs à bascule. L'analyseur de surface d'onde est un SHACK-HARTMANN fonctionnant à 1.2 kHz. Les rapports de Strehl en H atteints par SPHERE grâce à SAXO seront supérieurs à 90 %. Une description complète de SAXO pourra être trouvée dans Sauvage et al. (2010). Un jeu de lames dichroïques divise le faisceau entre une partie visible ( $0.45 - 0.95 \mu\text{m}$ ) vers SAXO et ZIMPOL et infrarouge ( $0.95 - 2.32 \mu\text{m}$ ) vers IRDIS et IFS. Le faisceau corrigé de la turbulence atmosphérique entre ensuite dans le coronographe. Celui-ci est constitué de plusieurs types de coronographes de Lyot (différentes tailles de masques, apodisés) et de quatre-quadrants (Boccaletti et al. 2008).

En aval de la voie visible, ZIMPOL (*Zürich IMaging POLarimeter*) est principalement dédié à l'imagerie différentielle polarimétrique en enregistrant les deux états orthogonaux de polarisation linéaire du signal à une fréquence d'un kiloHertz. La précision polarimétrie atteint  $10^{-5}$  à  $10^{-6}$ . ZIMPOL offre un champ de vue de  $3.5'' \times 3.5''$ . Il permet également d'effectuer de l'imagerie en bandes larges et étroites et de l'imagerie différentielle (par exemple  $H_\alpha$  et continuum) dans le visible. Les principes techniques et de fonctionnement de ZIMPOL sont présentés en détail dans Thalmann et al. (2008). ZIMPOL va permettre une étude détaillée des disques circumstellaires et des propriétés de leurs grains de poussières mais également d'envisager la détection de quelques planètes extra-solaires grâce au flux stellaire réfléchi par leurs atmosphères.

L'un des deux instruments de la voie infrarouge est IRDIS (*InfraRed Dual-band Imaging and Spectroscopy*). IRDIS offre des modes d'imagerie classique dans les bandes YJHK, PDI dans l'infrarouge avec une précision de  $10^{-5}$ , et de spectroscopie longue fente avec différentes tailles de fente (90, 120 mas) offrant une résolution de 60 ou 420. Le SDI est le mode principal d'IRDIS avec sept paires de filtres. Les filtres ont été choisis pour couvrir les bandes d'absorption de l'eau, du méthane, et de l'ammoniac entre 1.0 et  $2.2 \mu\text{m}$ . Le faisceau est focalisé sur un détecteur de  $2048 \times 2048$  pixels de type Hawaii-2RG offrant un échantillonnage à 12.25 mas/pixel et un champ de vue de  $11'' \times 11''$ . Une description complète d'IRDIS, de son fonctionnement et des performances des différents modes pourra être trouvée dans le manuscrit de thèse d'Arthur Vigan.

L'IFS (*Integral Field Spectrometer*) constitue le dernier sous-système dans la voie infrarouge de SPHERE. Le faisceau incident est projeté sur une matrice de micro-lentilles qui échantillonne spatialement le champ de vue de  $1.77'' \times 1.77''$ . L'IFS fournit une couverture spectrale en YJ à  $R=50$  ou YJH à  $R=30$  pour chaque sous-partie du champ. La matrice de spectres est enregistrée sur un détecteur de type Hawaii-2RG de  $2048 \times 2048$  pixels. Claudi et al. (2008) et Antichi et al. (2009) ont présenté une étude détaillée de l'IFS. Après extraction, les données se présentent sous forme de cubes avec deux dimensions spatiales et une dimension spectrale. L'IFS et IRDIS ont été conçus et optimisés pour fonctionner en simultané sur la voie infrarouge, une lame dichroïque envoyant la partie  $0.95 - 1.35 \mu\text{m}$  vers l'IFS pour son mode YJ et la partie  $1.35 - 2.3 \mu\text{m}$  vers IRDIS pour son mode SDI en bande H.

## GPI

GPI (*Gemini Planet Imager*, Macintosh et al. 2008) est l'instrument d'xOA de seconde génération installé en novembre 2013 au foyer Cassegrain du télescope Gemini-Sud. Contrairement à SPHERE, il ne possède qu'un seul instrument focal, un IFS opérant entre 0.9 et  $2.4 \mu\text{m}$ . Le faisceau sortant du télescope est collimaté et renvoyé sur deux miroirs

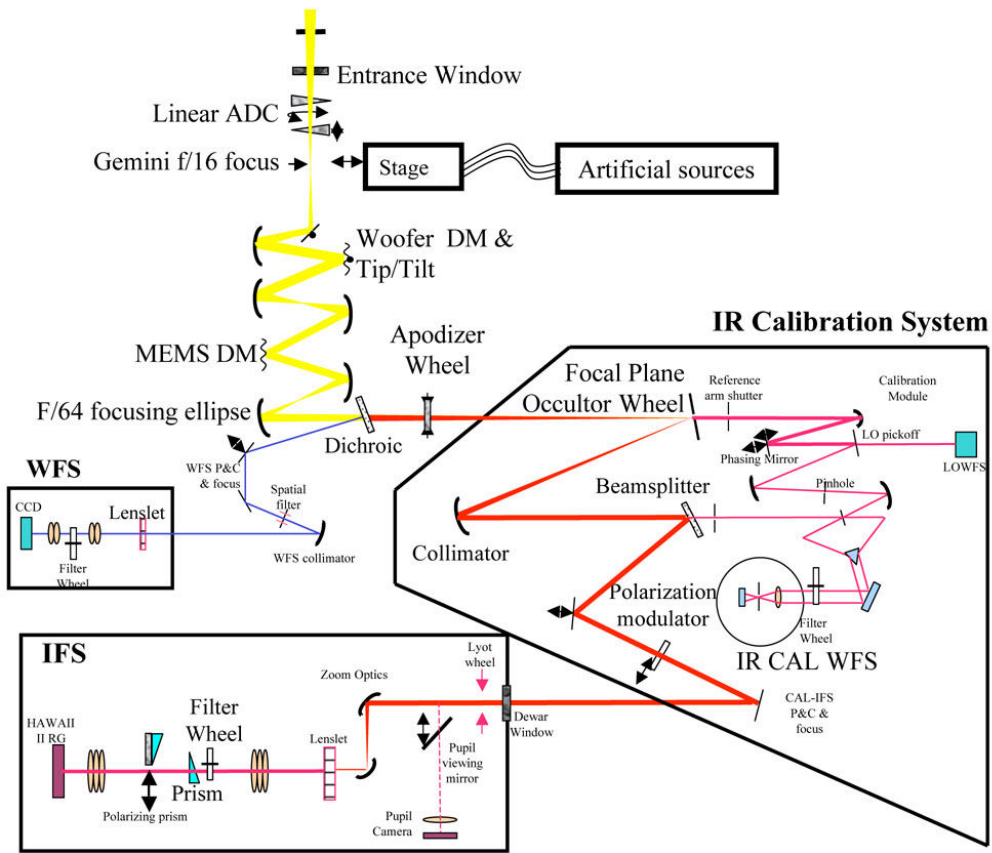


FIGURE 2.12 – Schéma optique de GPI. Figure tirée du site de GPI.



déformables : le premier sert à compenser les premiers ordres de la variation de phase du front d'onde mais joue également le rôle du miroir à bascule, le deuxième possède 4096 actuateurs pour corriger les ordres plus élevés. Une lame dichroïque envoie le faisceau avec  $\lambda > 0.95 \mu\text{m}$  vers la voie scientifique et le reste est dirigé vers la voie d'analyse comprenant un senseur de front d'onde de type SHACK-HARTMANN. Le tout opère entre un et deux kiloHertz et fournit des rapports de Strehl de 95 % en bande H. Le faisceau NIR passe ensuite à travers le coronographe. A cette étape, un module de calibration avec un senseur infrarouge permet de mesurer et corriger les aberrations sur la voie scientifique non-vues par la voie d'analyse. Le plan pupille du coronographe est équipé d'une roue possédant huit masques de Lyot de différents diamètres ainsi qu'un masque discrétisant la pupille pour l'interférométrie. Une roue à filtres (Y à K<sub>2</sub>) filtre le faisceau émergent mais possède également des prismes pour les observations en polarimétrie. Comme pour SPHERE, un IFS termine le chemin optique pour réaliser de la spectroscopie avec 36 canaux spectraux (R= 33 – 81) sur un champ de vue de 2.8" × 2.8". Le détecteur est de type Hawaii-2RG de 2048 × 2048 pixels et offre un échantillonnage à 14.3 mas/pixel. Les observations hors-axe étant impossibles avec GPI, la calibration astrométrique et photométrique s'effectue à l'aide de répliques de la FEP de l'étoile, disposées selon quatre directions orthogonales dans le champ de vue et systématiquement présentes lors des observations. Ces répliques sont créées grâce à un masque de phase à motif périodique placé dans le plan pupille (Marois et al. 2006b; Sivaramakrishnan & Oppenheimer 2006).

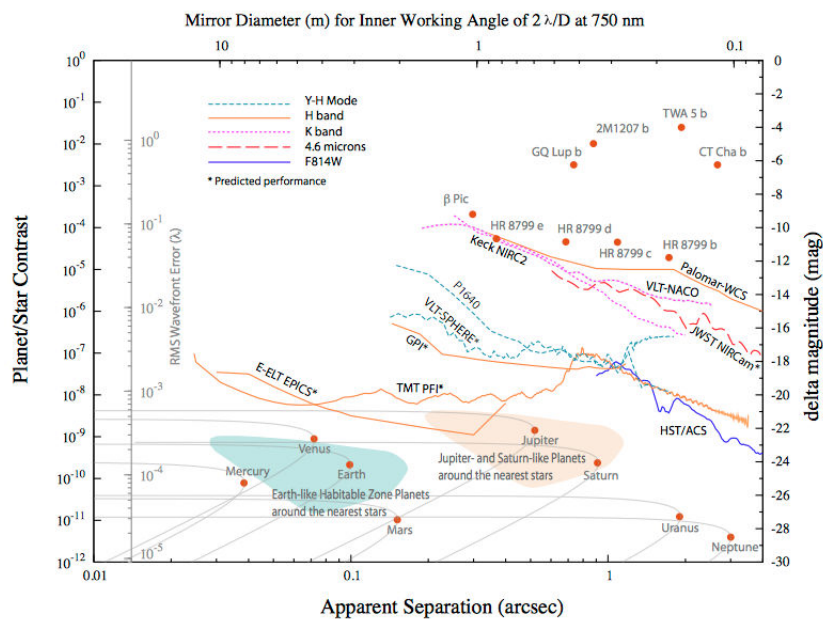


FIGURE 2.13 – Sensibilités des imageurs OA actuels (observations), xOA à venir (simulations) et observatoires spatiaux en terme de contraste en fonction de la séparation angulaire. Les courbes sont seuillées à  $5\sigma$  et mises à l'échelle pour correspondre à une heure d'observation. A titre de comparaison, quelques planètes géantes détectées par imagerie (magnitude en bande K) ainsi que les planètes du système solaire (magnitude en lumière réfléchie autour d'une étoile de type solaire placée à 10 pc) sont représentées. Remarque : les longueurs d'onde considérées peuvent différer d'un instrument à l'autre. Figure tirée Mawet et al. (2012).

Les performances relatives des instruments présentés ci-avant en terme de HC et HRA sont résumées sur le diagramme 2.13 tiré de Mawet et al. (2012) et comparées avec d'autres

non-décrits ici.

## 2.5 Bilan

Mon travail de thèse s'inscrit dans le cadre de l'imagerie directe assistée par optique adaptative. Le grand volume de données, la diversité des instruments et modes d'observations ont formé un environnement très riche pour appréhender les difficultés de la détection de planètes géantes autour d'étoiles brillantes. L'utilisation des différents algorithmes de réduction et la comparaison des cartes de résidus entre elles et issues d'autres chaînes de réduction ont été une nécessité afin de discriminer les artefacts des signaux issus d'objets physiques. Cette diversité a également donné lieu à de nombreuses adaptations des outils de réduction que je présente dans les chapitres suivants.



## Deuxième partie

Etudes individuelles et globales de la  
population de planètes géantes



# Chapitre 3

## L'environnement circumstellaire de HD 142527

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Le disque de transition</b>	<b>64</b>
3.1.1	Introduction	64
3.1.2	Nos objectifs	65
<b>3.2</b>	<b>Article A&amp;A : High-contrast imaging of the close environment of HD 142527</b>	<b>66</b>
<b>3.3</b>	<b>Dernières études et perspectives</b>	<b>75</b>

---

### 3.1 Le disque de transition

#### 3.1.1 Introduction

**H**D 142527 est une étoile de type Herbig Ae (Waelkens et al. 1996) située dans la grande association australe Scorpius-Centaurus. de Zeeuw et al. (1999) ont montré qu'elle appartenait plus précisément au sous-groupe jeune Upper Centaurus Lupus, âgé de quelques millions d'années et situé à une distance de  $145 \pm 15$  pc. La distribution spectrale d'énergie (DSE) de cet objet est remarquable. Dominik et al. (2003) ont trouvé un excès  $L_{\text{IR}}/L_{\star} = 0.92$ , excès difficilement reproduit par un modèle de disque standard et largement supérieur à la valeur typique trouvée pour les étoiles de Herbig. La figure 3.1 présente cette DSE, extraite de Verhoeff et al. (2011). Ces spécificités indiquent des distributions en densité et en température particulières. Elles doivent se retrouver dans la morphologie du disque; HD 142527 fait partie de la famille des disques de transition (voir section 1.2.2).

Les observations multi-longueurs d'onde ont mis en évidence un état d'évolution de la poussière très avancé. Le disque se trouve dans une phase évolutive clé (Malfait et al. 1999; van Boekel et al. 2004, 2005; Fujiwara et al. 2006; Verhoeff et al. 2011). En lumière diffusée et en émission thermique, les grains ont grossi (par rapport à la taille caractéristique des grains dans le milieu interstellaire) et ont une taille typique de  $1 - 2 \mu\text{m}$  et le taux de cristallisation avoisine 20 %. La partie interne du disque contient des grains fortement cristallisés d'après les observations en infrarouge moyen. La partie externe du disque froid ( $\simeq 80$  K) est caractérisée par de la glace d'eau sous forme cristalline mais également des hydrosilicates. La masse totale de poussière avoisine  $1 \times 10^{-3} M_{\odot}$ .

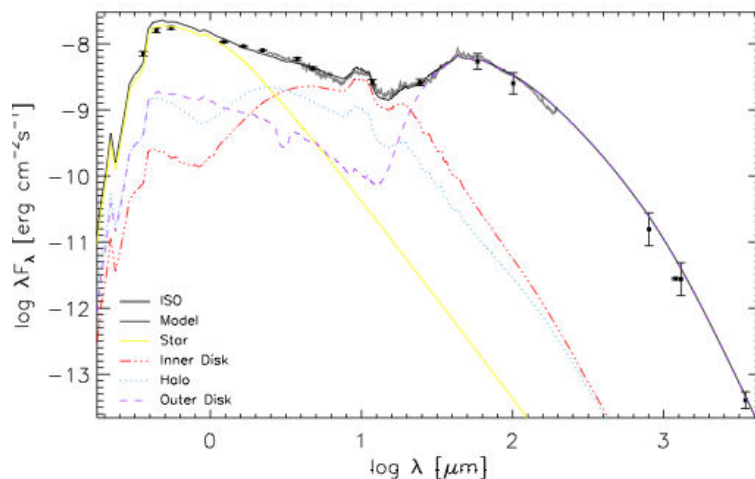


FIGURE 3.1 – Distribution spectrale d'énergie de HD 142527. Les carrés noirs représentent les mesures photométriques, le spectre ISO est en gris. Les différents types de lignes et de couleurs montrent la contribution de chaque partie du modèle (en noir) reproduisant la DSE. Figure extraite de Verhoeff et al. (2011).

Verhoeff et al. (2011) ont réalisé une étude complète visant à modéliser les propriétés du disque en compilant l'ensemble des observations disponibles. Leur meilleur modèle est constitué de 3 composantes : un disque interne, optiquement épais, entre 0.3 et 30 ua, un halo sphérique de poussières, optiquement fin entourant le disque interne et un disque externe massif dont le bord interne, extrêmement élevé (60 ua), commence autour de 130 ua ; les deux disques étant séparés par une cavité pratiquement vide de poussières.

Fukagawa et al. (2006) ont publié les premières images résolues en bandes H et K de l'environnement circumstellaire autour de HD 142527 (voir la figure 3.2), grâce à l'instrument d'OA Subaru/CIAO (Tamura et al. 2000). Un disque peu incliné est observé, composé de deux arcs, asymétriques en taille et en brillance. Le disque semble s'étendre jusqu'à 500 ua environ. Un bras spiral se détache également de la partie ouest du disque. La taille de la cavité centrale résolue surprend : elle s'étend jusqu'à 100 et 150 ua vers l'est et l'ouest respectivement (la limite interne de la cavité n'est pas connue, seule une limite supérieure due à la présence du masque occultant est donnée ( $\simeq 80$  ua)). Enfin, le centre de cette cavité et le centre du disque sont décalés d'environ 20 ua par rapport à la position de l'étoile. Ces caractéristiques morphologiques suggèrent fortement la présence d'un compagnon sur une orbite excentrique à l'intérieur de la cavité ou d'une rencontre récente avec une autre étoile.

### 3.1.2 Nos objectifs

L'ensemble des études précédentes montrant les caractéristiques uniques de HD 142527 nous ont incité à réaliser de nouvelles observations à haut-contraste et à haute-résolution angulaire. L'âge très jeune de HD 142527 et la présence du disque massif en font une cible idéale pour capturer des planètes en cours de formation. J'ai voulu sonder la cavité à des séparations jamais atteintes jusqu'ici mais aussi obtenir des images plus précises du disque pour résoudre de nouvelles asymétries. J'ai aussi utilisé NaCo en L' pour atteindre une limite de détection de quelques masses de Jupiter en sensibilité. J'ai également adapté

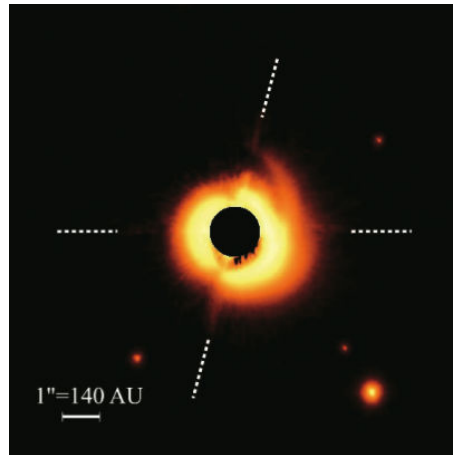


FIGURE 3.2 – Image en bande H du disque autour de HD 142527 par Subaru/CIAO (Fukagawa et al. 2006). Le masque central a un rayon de  $0.66''$ . Les quatre sources ponctuelles sont des étoiles d’arrière-plan. L’échelle d’intensité est linéaire et les segments blancs en pointillés représentent les directions de l’araignée. Le nord est en haut, l’est à gauche.

la stratégie d’observation afin d’optimiser nos capacités de détection de points sources grâce à l’ADI mais aussi pour imager le disque dont la faible inclinaison favorise l’utilisation d’une étoile de référence observée dans les mêmes conditions. Les résultats de ces observations sont présentées dans la section suivante qui reprend l’article publié dans *ASTRONOMY&ASTROPHYSICS*. Aucun compagnon n’a été détecté dans la cavité et au delà, mais j’ai révélé un disque fortement asymétrique possédant plusieurs bras spiraux et des zones de déficit en flux. Enfin, j’ai posé des contraintes fortes sur la masse des compagnons qui pourraient être présents dans la cavité

### 3.2 Article A&A : High-contrast imaging of the close environment of HD 142527



# High-contrast imaging of the close environment of HD 142527

## VLT/NaCo adaptive optics thermal and angular differential imaging<sup>\*,\*\*</sup>

J. Rameau<sup>1</sup>, G. Chauvin<sup>1</sup>, A.-M. Lagrange<sup>1</sup>, P. Thébault<sup>2</sup>, J. Milli<sup>1</sup>, J. H. Girard<sup>3</sup>, and M. Bonnefoy<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, UJF, CNRS, 414 rue de la piscine, 38400 Saint-Martin d'Hères, France  
e-mail: julien.rameau@obs.ujf-grenoble.fr

<sup>2</sup> LESIA-Observatoire de Paris, CNRS, UMPC Univ. Paris 6, Univ. Paris 7 Diderot, 92195 Meudon, France

<sup>3</sup> European Southern Observatory, Alonso de Córdoba 3107, Vitacura, Santiago, Chile

<sup>4</sup> Max-Planck-Institut für Astronomie Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany

Received 1 June 2012 / Accepted 6 August 2012

### ABSTRACT

**Context.** It has long been suggested that circumstellar disks surrounding young stars may be the signposts of planets, and even more so since the recent discoveries of embedded substellar companions. According to models, the planet-disk interaction may create large structures, gaps, rings, or spirals in the disk. In that sense, the Herbig star HD 142527 is particularly compelling, as its massive disk displays intriguing asymmetries that suggest the existence of a dynamical perturber of unknown nature.

**Aims.** Our goal was to obtain deep thermal images of the close circumstellar environment of HD 142527 to re-image the reported close-in structures (cavity, spiral arms) of the disk and to search for stellar and substellar companions that could be connected to their presence.

**Methods.** We obtained high-contrast images with the NaCo adaptive optics system at the Very Large Telescope in  $L'$ -band. We applied different analysis strategies using both classical PSF-subtraction and angular differential imaging to probe for any extended structures or point-like sources.

**Results.** The circumstellar environment of HD 142527 is revealed at an unprecedented spatial resolution down to the subarcsecond level for the first time at 3.8  $\mu\text{m}$ . Our images reveal important radial and azimuthal asymmetries that invalidate an elliptical shape for the disk. It instead suggests a bright inhomogeneous spiral arm plus various fainter spiral arms. We also confirm an inner cavity down to 30 AU and two important dips at position angles of 0 and 135 deg. The detection performance in angular differential imaging enables exploration of the planetary mass regime for projected physical separations as close as 40 AU. Use of our detection map together with Monte Carlo simulations sets stringent constraints on the presence of planetary mass, brown dwarf or stellar companions as a function of the semi-major axis. They severely limit any presence of massive giant planets with semi-major axis beyond 50 AU, i.e. probably within the large disk's cavity which extends radially up to 145 AU or even farther outside.

**Key words.** instrumentation: adaptive optics – stars: variables: T Tauri, Herbig Ae/Be – stars: individual: HD 142527 – protoplanetary disks

## 1. Introduction

Since the discovery of the first exoplanet (Mayor & Queloz 1995) around the solar-like star 51 Pegasi, more than 760 have been detected so far using different observing techniques, from radial velocity measurements, photometric transit, microlensing or direct imaging. These discoveries reveal the great diversity of planetary systems in terms of physical properties (atmosphere and interior) and environment (single or multiple planets around single stars, in a circumstellar disk or even circumbinary planets). A new paradigm about the formation, structure, and composition of planets is emerging, wider than what we have learned so far from the Solar System. Moreover, most of the known detected giant planets orbit within 5 AU owing to the detection

biases of radial velocity and transit techniques. The statistical properties of this population of close-in planets, the period-mass distribution, the planet-metallicity correlation, together with the densities of Hot Jupiter interiors (Udry & Santos 2007; Mayor et al. 2011) favor a formation mechanism by core accretion followed by gas capture (CA hereafter, Pollack et al. 1996).

At wider orbits, the distribution of giant planets is less well known. However, the discoveries of planetary mass companions to young, nearby stars in direct imaging (AB Pic b, Chauvin et al. 2005; RXJ 1609 b, Lafrenière et al. 2008), and furthermore around Fomalhaut (Kalas et al. 2008) and HR8799 (Marois et al. 2008, 2010) challenge the CA model. This scenario suffers from exceedingly long timescales and low disk surface density at large separations. Alternative scenarios could operate at wide orbits, either combined with CA, such as planet-planet scattering (Crida et al. 2009) and outward planetary migration (see for instance Mordasini et al. 2012) or alternative formation processes must be invoked like gravitational instability (GI hereafter Cameron 1978) or stellar binary mechanisms. These formation processes should lead to different physical and orbital distributions of giant

\* Based on observations collected at the European Organization for Astronomical Research in the Southern Hemisphere, Chile, ESO: run 087.C-0299A.

\*\* Reduced images are only available at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/546/A24>

**Table 1.** HD 142527 properties.

Parameters	
RA (J2000)	+15:56:41.88
Dec (J200)	-42:19:23.27
Proper motion RA (mas/yr)	-11.2 ± 0.9
Proper motion Dec (mas/yr)	-24.46 ± 0.8
Spectral type	F6IIIe
<i>K</i> (mag)	4.98 ± 0.02
Distance (pc)	145 ± 15 <sup>a</sup>
Age (Myr)	2–20
Mass ( $M_{\odot}$ )	2.2 ± 0.3 <sup>a</sup>

**Notes.** <sup>(a)</sup> Based on a new estimation of the stellar luminosity in Verhoeff et al. (2011).

planets (Boley 2009; Dodson-Robinson et al. 2009). As a result, new discoveries are needed to understand planet formation on all orbits.

The technique of direct imaging technique also offers the possibility of detecting giant planets in circumstellar disks to directly study the planet-disk interaction and even dynamically constrain the planets's mass (Chiang et al. 2009; Lagrange et al. 2012a). Indirect signs of planetary formation, such as clumps, gaps, holes, and spiral arms (see a review in Papaloizou et al. 2007), have probably already been observed within several protoplanetary disks (e.g AB Aur, Fukagawa et al. 2004; TChA, Huélamo et al. 2011; Andrews et al. 2011, SAO 206462; Muto et al. 2012).

In this context, with high-contrast imaging, we observed the close environment of the star HD 142527, known to host an extended protoplanetary disk. HD 142527 is a Herbig star (Waelkens et al. 1996), classified as F6IIIe (Houk 1978). The Hipparcos measurement was revisited by van Leeuwen (2007) leading to a parallax of  $\pi = 4.29 \pm 0.98$  mas, i.e.  $d = 233^{+69}_{-43}$  pc. However, HD 142527 has been identified as a member of the star-forming region Sco OB2-2 (Acke & van den Ancker 2004) or Upper Centaurus Lupus (de Zeeuw et al. 1999), so the distance would be  $d = 145 \pm 15$  pc in both cases. We chose to adopt this distance since we consider that the identification of the membership is more reliable. The age and the mass of the star are also matters of debate since Fukagawa et al. (2006, F06 hereafter) derived an age of  $2.2^{+3}_{-2}$  Myr and  $M = 1.9 \pm 0.3 M_{\odot}$  from its stellar UV/optical luminosities and isochrone (from Palla & Stahler 1999), whereas Verhoeff et al. (2011) find an age of  $\approx 5$  Myr and  $M = 2.2 \pm 0.3 M_{\odot}$  based on a new estimation of the stellar luminosity and pre-main sequence isochrones (from Siess et al. 2000). Finally, Pecaute & Mamajek (2010) discuss the age of F-type members of the Sco-Cen OB association and estimate it to be in the range [5; 20] Myr. We therefore considered an age between 2 and 20 Myr for further analysis.

The Table 1 summarizes the stellar properties of HD 142527. This system, resolved by F06 in NIR and Fujiwara et al. (2006) in IR, presents a circumstellar disk that is quite unusual with unprecedented infrared excess ( $F_{\text{IR}}/F_{\star} = 0.98$  and  $F_{\text{NIR}}/F_{\star} = 0.32$ , Dominik et al. 2003) compared to other Herbig stars. Both the evidence of grain growth (deduced from thermal and scattered light observations) and the high level of crystallinity (MIDI observations, van Boekel et al. 2004; and NIR spectrum, Honda et al. 2009) reveal that the outer disk is characterized by highly processed dust. Moreover, F06 notes the presence of a

spiral arm, a prominent cavity up to  $\approx 150$  AU and two asymmetric facing arcs within the disk and measured a stellar offset of  $\approx 20$  AU with respect to the center of the disk. Models have been computed to fit the infrared excess, the geometry of the inner disk, and the mineralogy of the dust by Verhoeff et al. (2011) who find a disk cavity between 30 and 130 AU separating an inner disk embedded in a halo and a massive outer disk extended to 200 AU. They conclude that ongoing giant planet formation is suggested from the highly evolved status of the disk surrounding HD 142527.

To get a more accurate view of the close-in structures (cavity, spiral arms) of the disk at unprecedented spatial resolution and to search for stellar and substellar companions that could be connected to their formation, we carried out VLT/NaCo observations at  $L'$  band using angular differential imaging (ADI hereafter). We present the observing strategy and the data reduction in Sect. 2, the fine structures and the geometry of the cavity and of the outer disk in Sect. 3, and finally the detection performance and the constraints on the presence of giant planets in Sect. 4.

## 2. Observations and data reduction

### 2.1. Observing strategy and observing conditions

HD 142527 was observed on July 29, 2011 under good seeing conditions in the course of the thermal imaging survey of 56 young and dusty stars (Rameau et al., in prep.). We used the VLT/NaCo (Lenzen et al. 2003; Rousset et al. 2003) high-contrast adaptive optics system and imager in angular differential imaging mode (ADI, Marois et al. 2006). The  $L'$ -band ( $\lambda_0 = 3.8 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.62 \mu\text{m}$ ) was used with the L27 camera (platescale  $\approx 27.1$  mas/pixel). Twilight flats were obtained for calibration. A first set of short unsaturated exposures with a neutral density filter (ND-Long) was acquired to serve as calibration for the point-spread function (PSF) and for the relative photometry and astrometry calibrations. A second set of saturated exposures, but without the neutral density filter, was obtained to image the environment of HD 142527 with a high dynamic range. Both sequences were composed of various offset positions on the detector for background subtraction and bad or hot pixels removal. A windowing mode ( $512 \times 514$  pixels) was chosen to allow short exposure times (DIT) and favor the temporal sampling using the NaCo cube mode. The parallactic angle variations ( $\Delta\pi = 44.4$  deg) are reported on Table 2, together with the exposure time, the number of frames per cube (NDIT), the number of cubes (Nexp), and the observing conditions. The star HD 181296 (A0,  $K = 5.01$  mag), which was used as reference for classical PSF-subtraction, was observed with the same observing strategy during the same night.

### 2.2. Data processing

All images were reduced using the pipeline developed for ADI observations at the Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (see Lagrange et al. 2010; Bonnefoy et al. 2011; Delorme et al. 2012; Chauvin et al. 2012). All data were homogeneously flat-fielded, sky-subtracted, and bad and hot pixels were also cleaned from the images. The data were then recentered and bad quality images removed from the cubes. The result was a master cube containing all individual cleaned and recentered frames, along with their parallactic angles.

**Table 2.** Observing Log of HD 142527 in  $L'$ -band with and without the neutral density (ND), as well as for the reference star HD 181296.

Star	Date	UT-start/end	DIT (s)	NDIT	$N_{\text{exp}}$	$\pi$ -start/end <sup>a</sup> ( $^{\circ}$ )	$\langle \text{Airmass} \rangle^b$	$\langle \bar{\omega} \rangle^b$ (arcsec)	$\langle \tau_0 \rangle^b$ (ms)
HD 142527 (ND)	07/29/2011	23:49/23:52	0.2	80	10	-15.4/-12.9	1.05	0.76	1.6
HD 142527	07/29/2011	23:59/01:03	0.2	100	129	-7.9/36.5	1.05	0.55	2.1
HD 181296	07/29/2011	03:23/04:27	0.2	100	124	-5.5/23.3	1.15	1.34	0.9

**Notes.** <sup>(a)</sup> The parallactic angle at the start and the end of observations. <sup>(b)</sup> The airmass, the seeing  $\bar{\omega}$ , and the coherence time  $\tau_0$  are estimated in real time by the AO system and averaged here over the observing sequence.

To probe the inner part of the environment of HD 142527, we used different PSF-subtraction strategies either adapted for the detection of faint extended structures or to search for point-like features. These four methods are described below:

1. Spatial filtering combined with simple derotation (referred to as nADI). An azimuthal average of the radial profile is estimated and subtracted from each image of the master cube, followed by a derotation and mean-stacking. A further step consists in an additional median filtering (fnADI hereafter).
2. Classical ADI (cADI). The median of all individual reduced images is subtracted from the master cube, followed by a derotation and mean-stacking of individual images.
3. The LOCI algorithm (Lafrenière et al. 2007). The residuals are minimized for each image using linear combinations of all data to derive the PSF contribution at a given location in the image. For LOCI, we considered optimization regions of  $N_A = 300$  PSF cores, the radial-to-azimuthal width ratio  $g = 1$ , the radial width  $\Delta r = 1$  and  $2 \times FWHM$ , and a separation criteria of 1.0 and  $1.5 \times FWHM$ . A slightly revisited version of LOCI was applied with an estimation of the reference that does not take the contribution of the region of interest into account (referred to as mLOCI, see Lagrange et al. 2012b; Milli et al. 2012).
4. Finally, classical PSF-subtraction (e.g., Mawet et al. 2009). The observations were not designed to perform such a reduction afterwards, but we found that HD 181296 was observed in our survey (Rameau et al., in prep.) two hours later with the same parallactic angle conditions. We therefore used it as a reference (see Table 2 for the observing conditions). To optimally subtract the PSF to HD 142527's mastercube, we first selected science and reference frames with similar parallactic angle variations (covering a total of 26 deg). From each individual science frame, the closest reference one in terms of parallactic angle (within 0.3 deg) was subtracted, after re-centering and flux rescaling. This step enables optimizing the subtraction of the telescope+instrument static-speckles. The PSF-subtracted science frames are then derotated and mean-stacked. Different methods were applied to estimate the flux scaling factor between HD 142527 and HD 181296, and the best result was validated by visual check.

These four PSF-subtraction methods allowed us to reach optimal detection performance at all separations, identify biases, and nonphysical structures. Although ADI (as with high-pass filtering) processes are well adapted to point-like detections, they are not for axisymmetric disks with low inclination (in the present case  $i \approx 30^{\circ}$ ), since the disks are heavily self-subtracted (Milli et al., submitted). However, they still enable the detection of non-axisymmetric structures and sharp edges in the disk. On the other hand, nADI, low pass filtering, and PSF-reference subtraction reveal large-scale features, both in terms of separation and size.

Careful checks have been done with the Airy ring patterns while interpreting the observed structures. The results of these four methods are discussed below in the context of the disk morphology and of the presence of close companions in the environment of HD 142527.

### 3. The circumstellar disk around HD 142527

#### 3.1. Disk morphology

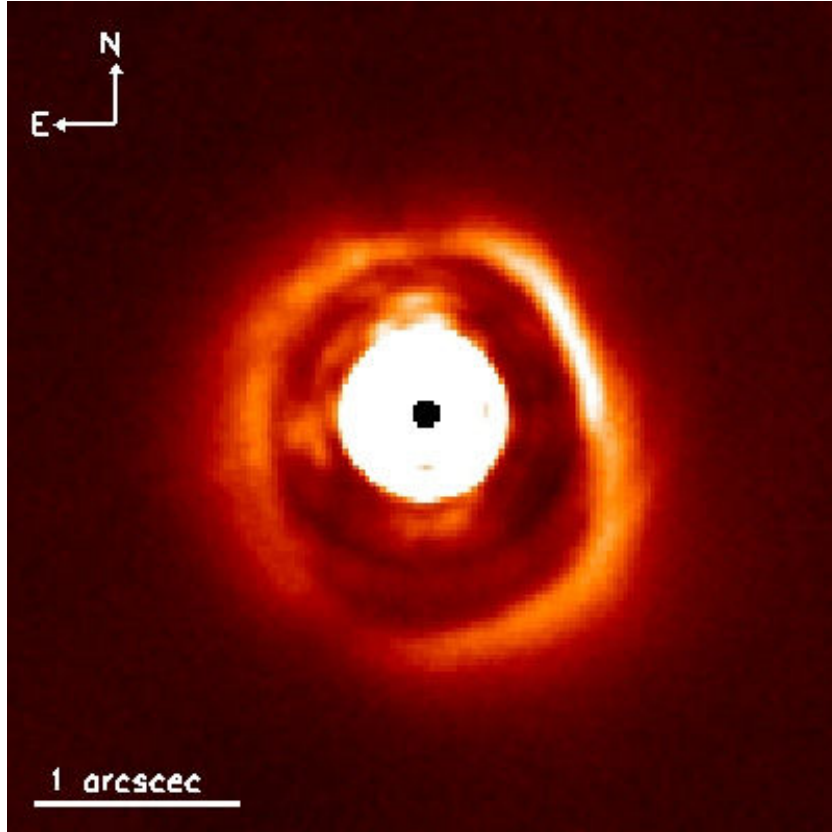
Our results on the disk morphology of HD 142527 are mainly based on the classical PSF-reference subtraction method, more adapted to the conservation of faint axisymmetric structures with low inclination. The complexity of this method is the determination of the flux scaling factor to avoid the creation of artifacts. After various tests, we ended up deciding that there is not optimal and unique scaling factor for all radii, and even a radial scaling factor was not convincing because of the asymmetric and highly contrasted structures leading to oversubtracted regions. Unresolved diffuse material seems to contribute strongly to the PSF-flux observed at  $L'$ , in addition to the observed structures farther away (see details below).

Nonetheless, it is evident from all images to probe fine highly contrasted structures. Figures 1 and 2 show the images of HD 142527 reduced using the classical PSF-reference subtraction and fnADI, cADI, mLOCI procedures within a reduced FoV of  $4.2'' \times 4.2''$ . However, the photometry of the features remains sensitive to the choice of the scaling factor. The images reveal new complex, nonaxisymmetrical structures in addition to those previously reported (F06; Fujiwara et al. 2006; Ohashi 2008). We discuss the main features below.

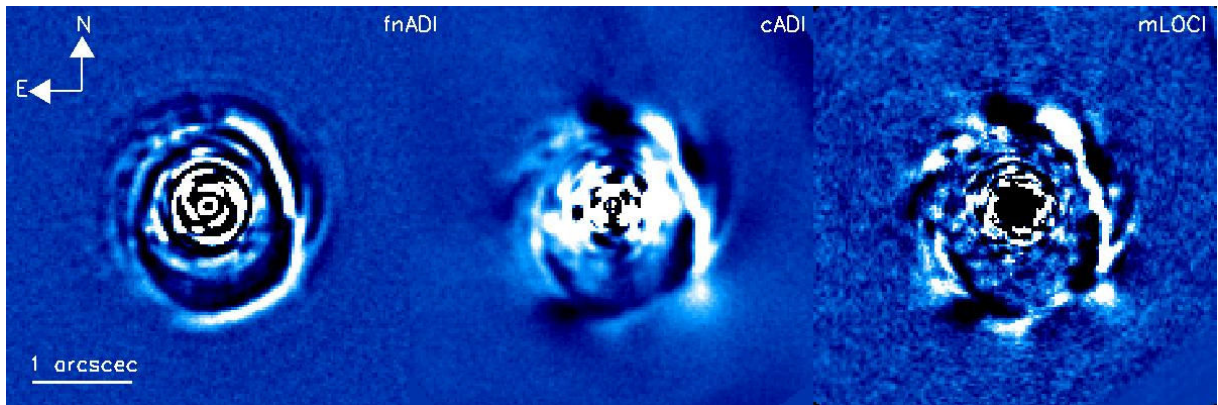
- *Spiral arms.* One of the main results from F06 reveals two elliptical facing arcs in the east-west directions and a displacement of the star with respect to the center of a fitted ellipse on the disk. Our data do not confirm this architecture but rather suggest spiral shapes. The fnADI image (Fig. 2, left) remains the most adapted seeing the following features. From  $PA = 170 \pm 4$  deg to  $PA = 264 \pm 2$  deg, the arm goes closer to the central star, from  $1.17 \pm 0.04''$  to  $0.95 \pm 0.02''$ , with a higher bending at 226 deg. A remarkable feature appears at  $PA = 265 \pm 1$  deg: the spiral arm shifts closer to the star of  $0.11 \pm 0.02''$ . This represents a strong rupture to the axisymmetric structure suggested by F06. When going north, the arm moves away (up to  $0.91 \pm 0.03''$ ). We estimate an arm width of about  $0.43''$  for  $PA = 227$  deg after PSF-reference subtraction with  $sf = 2.2$  (without data binning).

Considering the east part of the disk (see Fig. 2, right), the separation increases from northwest ( $0.87 \pm 0.03''$ ) to southeast ( $1.11 \pm 0.05''$ ). This spiral arm is not homogenous, showing peaks and dips. This inhomogeneity is highlighted by revealing blobs with fnADI, cADI and LOCI. We also estimate the arm width for  $PA = 47$  deg of about  $0.38''$ .





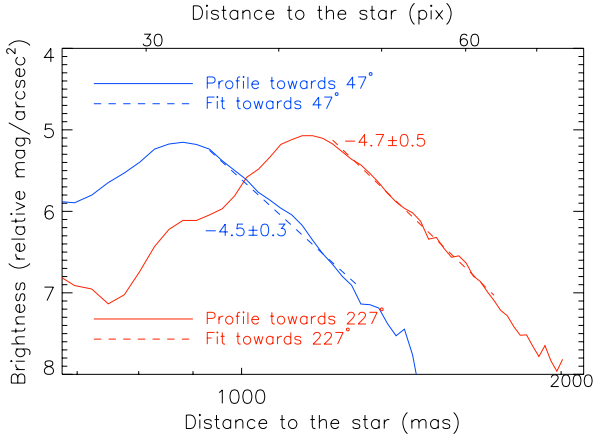
**Fig. 1.** HD 142527  $L'$  image with a  $4.2'' \times 4.2''$  field of view reduced with the PSF-reference technique and a scaling factor of 2.2. This factor seems to subtract the close-in flux better without an oversubtraction of the most external parts. North is up, east to the left; flux scale is linear.



**Fig. 2.** HD 142527  $L'$  images with a  $4.2'' \times 4.2''$  field of view. North is up, east to the left. *Left:* fnADI using a high-pass filtering. *Middle:* cADI. *Right:* mLOCI using a mask to exclude the disk. The linear flux scale is different for each panel to reveal all structures.

Slightly farther out of the main western spiral arm, we detect at least two spiral arms that are borne out at  $(1.1 \pm 0.1'', \text{PA} = 242 \pm 3 \text{ deg})$  and  $(1.01 \pm 0.04'', \text{PA} = 261 \pm 3 \text{ deg})$  and move away while going north. These spirals show up very well in cADI and mLOCI reduced images, up to the  $9\sigma$  confidence level within the LOCI ones. However, the intensity is not uniform along these arms and their width are narrower than the ones in the PSF-reference images. These effects of ADI processing are detailed in Milli et al. (submitted). Farther out from the star, we confirm there is a spiral arm between  $(\approx 1.71'', \approx 243 \text{ deg})$ , and  $(\approx 1.88'', \approx 302 \text{ deg})$ , as observed in  $K$  and  $H$ -band in F06. As mentioned in previous papers at shorter wavelengths, we confirm that this arm is fainter with increasing wavelength.

- *The brightness asymmetry between the west and east directions.* It clearly comes out from all images that the western side of the disk is brighter than the eastern one. This observation confirms the previous one by F06. At the same separation, the western arm is brighter than the eastern one up to  $\approx 2 \text{ mag/arcsec}^2$  (see for instance the SBD profile in Fig. 3, bottom).
- *The prominent cavity.* We confirm a cavity already observed by F06. It is redetected with an outer edge at  $0.87 \pm 0.06''$ , i.e.  $\approx 126 \text{ AU}$  at  $145 \text{ pc}$ , along  $\text{PA} = 227 \text{ deg}$ . F06 presents the cavity as elliptical and later simulations took this geometry into account. However, it is clear that the outer edge of the cavity differs from an ellipse. In particular, it is much more pronounced into the southwest and extends farther up



**Fig. 3.** Observed radial surface-brightness distribution on HD 142527  $L'$  PSF-reference subtracted image with a scaling factor of 2.2 towards the extended part of the disk (47–227 deg). Dashed lines correspond to fitted straight line between  $0.9''$  and  $1.3''$  for PA = 47 deg and between  $1.2''$  and  $1.8''$  for PA = 227 deg.

to 145 AU when going south, as a consequence of the spiral shape described earlier. Considering the eastern part, the edge is located at  $0.73 \pm 0.02''$ , PA = 64 deg, i.e.  $\approx 106$  AU.

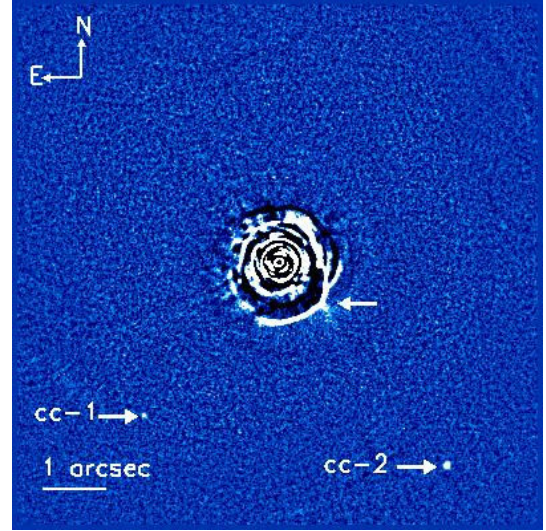
- *Two azimuthal dips.* We confirm the presence of two big dips, detected in the north (PA  $\in [351 \pm 2; 9 \pm 5]$  deg) and south-east (PA  $\in [148 \pm 6; 164 \pm 2]$  deg). The presence of point-like sources in these two dips is discussed below (Sect. 4.2).

### 3.2. Surface-brightness distribution

We extracted the surface-brightness distribution (SBD) of the HD 142527’s disk, using the classical PSF-subtracted image. We derived the radial profile to evaluate the extension, the slopes of the outer disk and the amplitude of features observed in the images towards several PA in 1 pixel-wide annulus. The resulting SBD toward the largest extension of the disk (i.e. PA = 47 and 227 deg) are shown in Fig. 3. The slope was measured between  $0.87''$  and  $1.3''$  for PA = 47 deg and between  $1.2''$  and  $1.8''$  for PA = 227 deg. We found that the SBD follows a simple power law with a slope of  $\approx -4.6$ . Since the mass of gas in the disk is poorly constrained (Ohashi 2008) if the circumstellar disk around HD 142527 is gas-free disk, such an outer distribution would indicate the dust dynamics dominated by radiation pressure effects (e.g., Thébault & Wu 2008).

To investigate the brightness asymmetry between the west and east side of the disk, we used the GraTeR code (Augereau et al. 1999) to simulate, as a geometric approach since the tool is valid only for optically thin regime, the disk as a ring following a radial volumic distribution of grains:  $((r/r_0)^{-2\alpha_{in}} + (r/r_0)^{-2\alpha_{out}})^{-0.5}$ . We chose  $r_0 = 145$  AU,  $\alpha_{out} = -\alpha_{in} = -3.7^1$ , the disk height scale  $\xi = 1$  AU at  $r_0$ , a Gaussian vertical profile with  $\gamma = 2$ , a linear disk flaring with  $\beta = 1$ , and an inclination of  $i = 30$  deg. The disk width thus obtained is  $0.48''$ , which is larger than the one measured for PA = 227 deg, but  $0.36''$  if we assume  $i = 45$  deg. We simulated the disk with different scattering properties, from  $g = 0$  (isotropic) to  $g = 0.5$ . An anisotropy with  $g = 0.25$  could explain the flux ratio of 2 with  $i = 30$  deg and also  $g = 0.15$  with  $i = 45$  deg. However, such a configuration could not explain the geometry asymmetry by

<sup>1</sup> The distribution slopes have been chosen to match the SBD slopes measured on the data.



**Fig. 4.** fnADI with median filtering image of HD 142527 with a  $11'' \times 11''$  FoV. The arrows indicate candidate companions; cc-1 and cc-2 are confirmed as background sources, whereas the third one is likely an ADI artefact created by the disk. The negative parts (black) close to the disk result from the azimuthal averaging.

itself. It might be created either by an offset of the disk center or by an asymmetry between the forward scattering branch and the backward scattering one.

### 3.3. Role of a close-in binary companion?

Billier et al. (2012) have recently detected a close-in, low-mass star companion candidate, using the NaCo/Sparse Aperture Mode (Tuthill et al. 2010). This candidate has a predicted mass of  $0.1\text{--}0.4 M_{\odot}$  for a physical projected separation of  $88 \pm 5$  mas ( $\approx 13$  AU). This candidate should lie at  $\approx 3.3$  pixels with a contrast of 5.2 mag with the primary in our NaCo ADI/ $L'$ -band images. However, we did not detect any point source or sighting of this companion owing to very small inner working angle hence numerous residual speckles. If confirmed with a second-epoch observation, the companion could be responsible for the non-axisymmetric features of the circumstellar disk around HD 142527. Indeed, the secular perturbations from a central binary are known to create transient, outward propagating spiral structures in a circumbinary disk (see for instance the numerical investigations of Artymowicz & Lubow 1994; Bate 2000; de Val-Borro et al. 2011). The extent, evolution, and longevity of these spiral structures depend on several parameters, such as the binary mass ratio and orbital eccentricity, but also the spatial structure and density of the gas component of the disk. Detailed study of their evolution in the specific case of HD 142527 requires advanced numerical modeling that clearly exceeds the scope of the present paper, so it is left to future investigations.

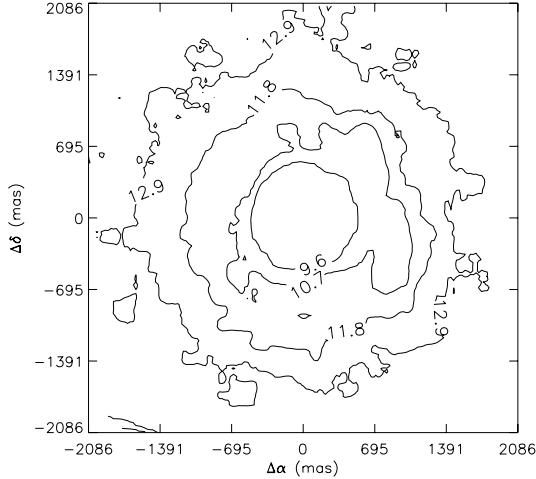
## 4. Additional companions around HD 142527

### 4.1. Detected point-like sources

We looked for point-like sources in a complete FoV of  $19'' \times 19''$ , obtained after considering all fields observed during the dithering pattern. We confirm there are two faint point sources (the companion candidates cc-1 and cc-2, see Fig. 4), already detected by F06. Combining the Subaru/CIAO dataset from 2006 and our NaCo observations, we confirm the background nature

**Table 3.** Relative astrometry and photometry of the point-sources detected around HD 142527.

Candidate	UT date	Instrument	Separation (")	PA (deg)	$\Delta L'$ (mag)	Status
cc-1	04/06/2004	Subaru/CIAO	$4.23 \pm 0.02$	$140.8 \pm 0.3$		
	07/29/2011	VLT/NaCo	$4.168 \pm 0.008$	$138.9 \pm 0.2$	$13.3 \pm 0.3$	Background
cc-2	04/06/2004	Subaru/CIAO	$5.56 \pm 0.02$	$218.5 \pm 0.3$		
	07/29/2011	VLT/NaCo	$5.371 \pm 0.009$	$219.9 \pm 0.2$	$11.9 \pm 0.2$	Background

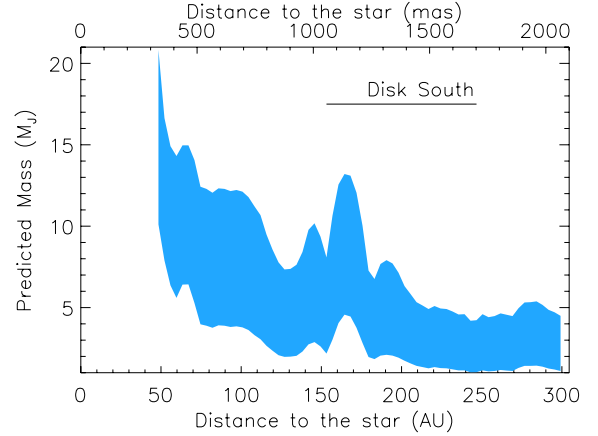

**Fig. 5.** 2D contrast in  $L'$  at  $5\sigma$  for point-like sources from LOCI reduction around HD 142527.

of these two sources. Their relative astrometry and photometry derived at each epoch are reported in Table 3.

At closer separations within  $2''$ , various point-like structures are detected in the cADI and LOCI images (see Fig. 1). Owing to the low inclination of the disk, the ADI processing may create artifacts, either extended (holes) or point-like ones (in the case of abrupt changes in the shape of extended structures). The bright signal located at  $1.3''$  and PA =  $227.5$  deg) is for example, created by the elbow's shape of the southwestern part of the disk. Consequently, we did not detect any unambiguous companion candidates within  $2''$ .

#### 4.2. Detection limits

To compute the ADI detection performance with LOCI and cADI, the flux loss of the ADI processing was estimated by injecting fake planets of given separation and contrast in a cube with empty frames (and in the data master cube for LOCI). The full pipeline was run. By comparing the injected fluxes to the recovered ones, we could derive the flux losses as a function of the separation. The second step was to estimate the noise in the residual maps using a sliding box of  $9 \times 9$  pixels. The  $5\sigma$  detection limits were then derived by correcting the noise from the flux loss and applying a normalization using the unsaturated PSF. We visually checked and confirmed the detection limits by inserting fake planets with several expected contrasts at several separations. The 2D-contrast map obtained with LOCI is shown in Fig. 5. We are sensitive to point-like sources with a contrast of  $\Delta L' = 10.5$  mag at 700 mas ( $\Delta_{\text{proj}} = 101$  AU) and 12.5 mag at 1500 mas (similar performance was obtained with cADI). They correspond to planetary masses of  $6.5 M_{\text{Jup}}$  and  $2.5 M_{\text{Jup}}$  at 101 and 218 AU, respectively, using the predictions of the COND03 evolutionary models (Baraffe et al. 2003) for an age of 5 Myr. We also explored the performance towards

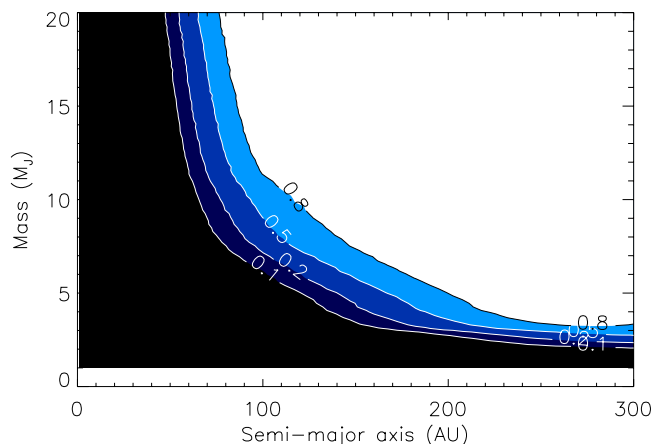

**Fig. 6.** Detection limits expressed in Jupiter mass towards the south direction with cADI (similar performance as LOCI). The aqua zone displays the explored masses between 2 and 20 Myr since the age of the star is not well established. The position of the disk as been added towards the same PA.

the northern most prominent dip of the disk and in the southern direction within the large southern cavity. The 1D predicted mass vs projected separation (only one case is shown because similar performance is obtained in both directions) towards the south is reported in Fig. 6. Considering the large uncertainty on the age of the star, whereas the Herbig status and gas presence are evidence of young age, the explored masses between 2 and 20 Myr are plotted in the figure. We did not detect any planets more massive than  $5 M_{\text{Jup}}$  in the northern disk's dip and  $4 M_{\text{Jup}}$  in the southern cavity. Careful consideration is required since the detection limits might be overestimated close to the edges of the disk and to the spiral arms due to the disk impact in ADI processes (see Milli et al. 2012).

#### 4.3. Detection probabilities

To set constraints on the physical characteristics of unseen giant planets or brown dwarfs that could be responsible for several disk structures, we used the Multi-purpose Exoplanet Simulation System (the MESS code Bonavita et al. 2012). This analysis, initiated by Kasper et al. (2007), has been done extensively up to now, especially to constrain the giant planet population at wide orbits. We first assumed a population of planets coplanar with the disk by fixing the inclination to 30 deg. The code creates a planet population using a uniform (mass and semi-major axis) grid. We explored a parameter space of semi-major axis ranging between 1 and 500 AU and of masses between 1 and  $20 M_{\text{Jup}}$ , resulting in a final grid of  $100 \times 100$  points. For each point, the code has generated  $N_{\text{gen}} = 10\,000$  orbits and computed the projected position of the planet at the time of the observation. Using the 2D-contrast maps converted in terms of masses (using the COND model's predictions,





**Fig. 7.** Detection probability map of a faint companion around HD 142527 as a function of mass and semi-major axis. The constraint of  $i = 30$  deg has been set to orbital properties of the generated planets. This was calculated using the LOCI 2D detection limits within a  $4.2'' \times 4.2''$  FoV.

Baraffe et al. 2003) and projected physical separations, the code finally checked the detectability of each simulated planet and determined their detection probability given their masses and semi-major axis (see Fig. 7). Our NaCo observations set constraints for planetary-mass objects down to semi-major axis  $a \geq 40$  AU and did not completely explore the large cavity between the outer spiral structures of HD 142527 and the inner disk located at less than 30 AU. The detection probabilities unambiguously exclude the presence of massive planets with  $M \geq 9 M_{Jup}$  and  $M \geq 5 M_{Jup}$  for a semi-major axis of  $a \geq 130$  AU and 200 AU, respectively. To test the impact of inclination in our simulations, we ran simulations for  $i \in [10, 50]$  deg, considering that a third component will not be necessarily coplanar if the binary companion detected by Biller et al. (2012) is confirmed. The detection probabilities have not changed our previous results significantly.

## 5. Summary and concluding remarks

Our observations using VLT/NaCo adaptive optics thermal and angular differential imaging reveal the disk surrounding HD 142527 at an unprecedented spatial resolution down to the subarcsecond level. The disk shows a vast and asymmetric cavity between 30 AU and 145 AU, as well as two important dips towards the north and southeast. We also resolved a bright and inhomogeneous spiral arm towards the west direction, several fainter spiral arms, and structured features rather than two elliptical facing arcs as proposed in previous studies. The observations in angular differential imaging allowed us to derive unprecedented detection performance of point-sources down to planetary mass at 40 AU from the star. Monte-Carlo simulations, combined with our detection map, set stringent constraints whether there are substellar companions orbiting HD 142527. We exclude any presence of brown dwarfs and massive giant planets in the outer part of the cavity and any presence of giant planets down to  $5 M_{Jup}$  farther out.

The observed structures indicate that the disk is in an active phase of global evolution. We have already discussed the possibility that the binary companion candidate might be highly responsible for the creation of these features. However, other processes can be invoked, such as one or more unseen planets in formation in the disk.

Gravitational instability is known to create global spiral modes and, in some cases, fragmentation. However, given that the gas mass, as well as the surface density, had been poorly constrained so far, it is not possible to know if the conditions are favorable for gravitational instability. Type II migration of a high-mass planet can also be a mechanism able to produce such structures (e.g., Armitage & Rice 2005) in a gaseous disk. Thus, once again, constraints on the gas properties will allow the type II migration to be or not.

While this article was under review Casassus et al. (2012) reported Gemini/NICI  $K_s$  and  $L'$  observations of the outer part of the HD 142527 circumstellar environment. Given similar performance of NICI and NaCo, it gives us the opportunity to validate the observed features and excluded them as instrumental or analysis artifacts. They confirm the presence of several structures: the spiral arms, the asymmetric inner cavity, the two north and south southeast dips, and the inhomogeneity of the east side. However, we do not confirm in our images that there is what they called a knot along the northwest arm. In their images, we also clearly see the offset of the main arm that we reported towards the west, even if they did not mention this peculiar morphology. Furthermore, they investigated a  $10 M_J$  protoplanet at 90 AU through hydrodynamic simulations to reproduce the morphology of the inner cavity and of the outer disk. Given our detection performance, such a companion would have likely been detected thus ruling out the input parameters of this carving planet. They argue for additional ingredients within the simulations to reproduce all structures which one single planet cannot explain. Nevertheless, their approach is very interesting and could be improved by taking our detection limits into account to set planet characteristics and the inner binary candidate companion within FARGO simulations.

From the present data, it is fairly difficult to identify the cause of the nonaxisymmetric cavity and spiral arms owing to the lack of knowledge of the gas properties. However, we consider that they may be due to at least one bound-embedded object. More observations and important numerical investigations will be necessary to further test the origin of the highly structured disk of HD 142527.

*Acknowledgements.* This research made use of the SIMBAD database and the VizieR service, operated at the CDS, Strasbourg, France. We would like to thank M. Bonavita for providing the MESS code to perform MC simulations. JR also thanks the ESO staff for conducting the observations. We also acknowledge financial support from the French National Research Agency (ANR) through project grant ANR10-BLANC0504-01.

## References

- Acke, B., & van den Ancker, M. E. 2004, *A&A*, 426, 151
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Espaillat, C., et al. 2011, *ApJ*, 732, 42
- Armitage, P. J., & Rice, W. K. M. 2005 [arXiv:astro-ph/0507492]
- Artymowicz, P., & Lubow, S. H. 1994, *ApJ*, 421, 651
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B., & Grorod, P. A. 1999, *A&A*, 348, 557
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Bate, M. R. 2000, *MNRAS*, 314, 33
- Biller, B., Lacour, S., Juhász, A., et al. 2012, *ApJ*, 753, L38
- Boley, A. C. 2009, *ApJ*, 695, L53
- Bonavita, M., Chauvin, G., Desidera, S., et al. 2012, *A&A*, 537, A67
- Bonnefoy, M., Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., et al. 2011, *A&A*, 528, L15
- Cameron, A. G. W. 1978, *Moon and Planets*, 18, 5
- Casassus, S., Perez M., S., Jordán, A., et al. 2012, *ApJ*, 754, L31
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Zuckerman, B., et al. 2005, *A&A*, 438, L29
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Beust, H., et al. 2012, *A&A*, 542, A41
- Chiang, E., Kite, E., Kalas, P., Graham, J. R., & Clampin, M. 2009, *ApJ*, 693, 734

- Crida, A., Masset, F., & Morbidelli, A. 2009, *ApJ*, 705, L148
- de Val-Borro, M., Gahm, G. F., Stempels, H. C., & Peplinski, A. 2011, *MNRAS*, 413, 2679
- de Zeeuw, P. T., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., & Blaauw, A. 1999, *AJ*, 117, 354
- Delorme, P., Lagrange, A. M., Chauvin, G., et al. 2012, *A&A*, 539, A72
- Dodson-Robinson, S. E., Veras, D., Ford, E. B., & Beichman, C. A. 2009, *ApJ*, 707, 79
- Dominik, C., Dullemond, C. P., Waters, L. B. F. M., & Walch, S. 2003, *A&A*, 398, 607
- Fujiwara, H., Honda, M., Katata, H., et al. 2006, *ApJ*, 644, L133
- Fukagawa, M., Hayashi, M., Tamura, M., et al. 2004, *ApJ*, 605, L53
- Fukagawa, M., Tamura, M., Itoh, Y., et al. 2006, *ApJ*, 636, L153
- Honda, M., Inoue, A. K., Fukagawa, M., et al. 2009, *ApJ*, 690, L110
- Houk, N. 1978, Michigan catalogue of two-dimensional spectral types for the HD stars
- Huélamo, N., Lacour, S., Tuthill, P., et al. 2011, *A&A*, 528, L7
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kasper, M., Apai, D., Janson, M., & Brandner, W. 2007, *A&A*, 472, 321
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *ApJ*, 660, 770
- Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2008, *ApJ*, 689, L153
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57
- Lagrange, A.-M., De Bondt, K., Meunier, N., et al. 2012a, *A&A*, 542, A18
- Lagrange, A.-M., Milli, J., Boccaletti, A., et al. 2012b, *A&A*, in press, DOI: 10.1051/0004-6361/201219187
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, *SPIE*, 4841, 944
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, 641, 556
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, *Nature*, 468, 1080
- Mawet, D., Serabyn, E., Stapelfeldt, K., & Crepp, J. 2009, *ApJ*, 702, L47
- Mayor, M., & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Mayor, M., Marmier, M., Lovis, C., et al. 2011, *A&A*, submitted [arXiv:1109.2497]
- Milli, J., Mouillet, D., Lagrange, A. M., et al. 2012, *A&A*, 545, A111
- Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W., Klahr, H., & Henning, T. 2012, *A&A*, 541, A97
- Muto, T., Grady, C. A., Hashimoto, J., et al. 2012, *ApJ*, 748, L22
- Ohashi, N. 2008, *Ap&SS*, 313, 101
- Palla, F., & Stahler, S. W. 1999, *ApJ*, 525, 772
- Papaloizou, J. C. B., Nelson, R. P., Kley, W., Masset, F. S., & Artymowicz, P. 2007, *Protostars and Planets V*, 655
- Pecaut, M., & Mamajek, E. 2010, in *BAAS 42, AAS Meeting Abstracts*, 215, 455.30
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, *SPIE*, 4839, 140
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *A&A*, 358, 593
- Thébaud, P., & Wu, Y. 2008, *A&A*, 481, 713
- Tuthill, P., Lacour, S., Amico, P., et al. 2010, *SPIE*, 7735, 266
- Udry, S., & Santos, N. C. 2007, *ARA&A*, 45, 397
- van Boekel, R., Min, M., Leinert, C., et al. 2004, *Nature*, 432, 479
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
- Verhoeff, A. P., Min, M., Pantin, E., et al. 2011, *A&A*, 528, A91
- Waelkens, C., Waters, L. B. F. M., de Graauw, M. S., et al. 1996, *A&A*, 315, L245



### 3.3 Dernières études et perspectives

Les observations réalisées avec VLT/NaCo m'ont permis de révéler un disque fortement asymétrique en bande L' à une résolution angulaire jamais atteinte jusque là en lumière diffusée. J'ai révélé de nouveaux bras spiraux naissant de la partie est du disque externe et ai résolu la cavité interne jusqu'à 0.3". J'exclue également la présence de planètes géantes de plusieurs masses de Jupiter au delà de 50 ua. Ces contraintes permettent de rejeter les théories expliquant la cavité (taille, asymétrie) par un unique objet très massif sur une orbite excentrique à quelques dizaines d'ua (10  $M_{\text{Jup}}$  à 90 AU Casassus et al. 2012).

Les particularités de HD 142527 en font un objet extrêmement étudié, et ce, dans toutes les longueurs d'onde. Cette approche est nécessaire pour accéder aux différents constituants du système et leurs propriétés. De nouveaux résultats ont été publiés depuis la parution de l'article présenté précédemment.

Concernant les poussières micrométriques en lumière diffusée, Canovas et al. (2013) et Avenhaus et al. (2014) ont présenté des observations PDI obtenues avec NaCo en bande H et Ks. Pour rappel, cette technique donne accès à une limite de séparation angulaire très faible (0.1"), à une haute résolution spatiale, à un contraste élevé grâce au fait que la lumière stellaire est largement non-polarisée, ainsi qu'au degré de polarisation du disque. La Figure 3.3 (panneau de gauche, Avenhaus et al. extraite de 2014) montre les observations en Ks de HD 142527. Trois nouveaux bras spiraux sont résolus (S3, S4, S5) en plus des deux précédents (S1 et S2); l'arc est également interprété comme un sixième bras (S6). Les zones de déficits en flux, détectées en lumière diffusée au nord et sud-sud-est, souffrent également d'un fort déficit en flux polarisé. La cavité est confirmée et sa limite interne est poussée jusqu'à 0.1" ( $\simeq 15$  ua), excluant une telle extension pour un disque interne et un halo. Parce que la stratégie d'observation n'était pas dédiée à la détection de points sources, les deux études ne rapportent pas de nouvelles limites de détection autour de HD 142527.

La présence de compagnons à l'intérieur du disque autour de HD 142527 était une hypothèse très attrayante. Biller et al. (2012) ont présenté des observations interférométriques réalisées avec l'instrument NaCo/SAM. Cette technique ouvre accès à des angles inférieurs à 0.1", mais au prix d'une dynamique plus faible ( $\Delta L' \simeq 5 - 6$  mag). Le profil des clôtures de phase en H, Ks, et L' peut être interprété comme reproduisant la présence d'un compagnon binaire de  $0.1 - 0.4 M_{\odot}$  à une séparation projetée de  $88 \pm 5$  mas ( $12.8 \pm 1.5$  ua). La détection de ce signal nécessitait cependant une confirmation, obtenue récemment par Close et al. (2014). Ils ont utilisé l'instrument VisAO monté au foyer du télescope Magellan Clay de 6.5 m de diamètre. Le télescope est équipé d'un miroir secondaire adaptatif (MagAO) à 585 actionneurs opérant à 1000 Hz; VisAO opère dans le visible. La stratégie d'observation a consisté à utiliser le mode SDI en ciblant l'émission  $H\alpha$  ( $0.656 \mu\text{m}$ ) et le continuum autour de la raie. Ce choix de filtres permet en théorie d'exploiter le fait que des planètes géantes pourraient être en train d'accréter du gaz dans les cavités des disques de transition. Cette accréation résulterait alors en une forte émission dans la raie  $H\alpha$ . Le point source est détecté dans le filtre  $H\alpha$  et dans le continuum avec des contrastes respectifs de  $6.3 \pm 0.2$  et  $7.50 \pm 0.25$  mag (voir le panneau de droite de la Figure 3.3). Les deux points de mesure astrométrique permettent de rejeter l'hypothèse d'une contamination par un objet de fond à  $7\sigma$  et suggère un mouvement orbital de  $6 \pm 4$  deg/an à 12 ua. L'intensité en  $H\alpha$  comparée au continuum leur a permis d'estimer une luminosité d'accréation de  $L_{\text{acc}} \simeq 1.3 \% L_{\odot}$  et donc un taux d'accréation de  $5.9 \times 10^{-10} M_{\odot}/\text{an}$ . Par comparaison, le taux d'accréation sur l'étoile centrale est deux ordres de grandeur plus

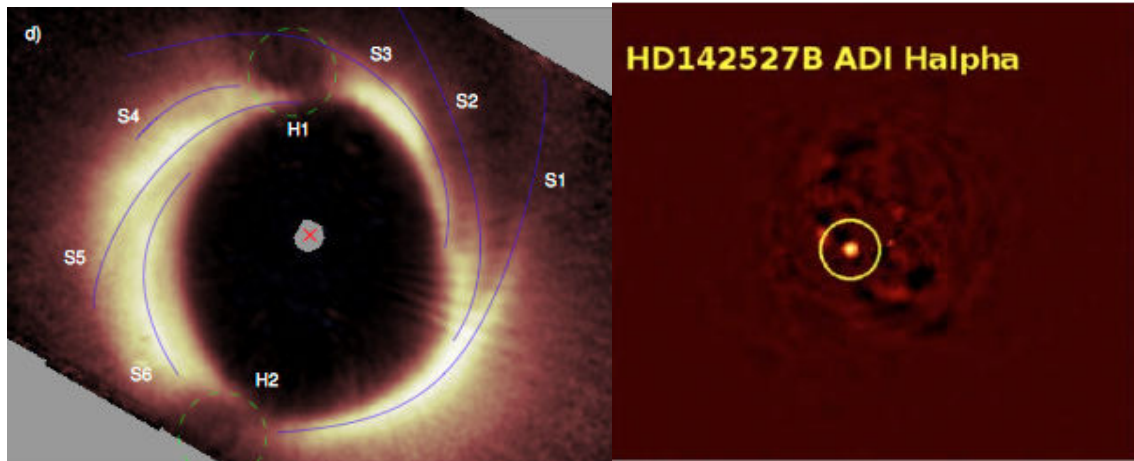


FIGURE 3.3 – **Gauche** : Image VLT/NaCo de HD 142527 en lumière polarisée prise en bande Ks (Avenhaus et al. 2014). Les 6 bras spiraux sont indiqués (S) ainsi que les zones de déficits en flux (H). L'échelle est linéaire. Un facteur d'échelle en  $r^2$  (la distance par rapport à l'étoile centrale) a été appliqué pour mieux faire ressortir les structures du disque. **Droite** : Image résiduelle de HD 142527 observée en H $\alpha$  avec MagAO/VisAO (Close et al. 2014). Le compagnon binaire est clairement détecté à seulement 86 mas de l'étoile centrale. Le Nord est en haut, l'Est à gauche.

élevé. Un faible pourcentage du gaz tombe donc sur le compagnon. Enfin, ces observations sont les premières confirmant un point source détecté par SAM et rejetant l'hypothèse alternative de détection de structures dans le disque interne pour HD 142527.

Les observations dans le domaine millimétrique permettent de sonder les poussières plus grosses que celles observées en NIR mais également le gaz. Casassus et al. (2013) ont publié des images d'ALMA en bande 7 (centrée à 0.85 mm ; Figure 3.4). Ils ont confirmé la structure en fer à cheval de la poussière, observée par Fujiwara et al. (2006) et ont révélé que le disque, et particulièrement la cavité, sont très riches en gaz. La distribution du HCO<sup>+</sup> à l'intérieur du disque ressemblerait à un flot reliant la partie centrale et le disque externe. Ces flots ont été interprétés comme étant des filaments dus à l'accrétion du gaz sur une planète en formation. Aucune contrepartie en poussière n'a été détectée pour le moment. Cependant, ces observations et interprétations nécessitent confirmation. Christiaens et al. (2014) ont publié des cartes de la raie CO 2-1 (1.3 mm) montrant trois bras spiraux dans la structure gazeuse du disque (Figure 3.4). L'un des bras (partie interne du disque ouest) se trouve être la contrepartie gazeuse du large bras détecté en NIR par Fukagawa et al. (2006).

A l'avenir, la compréhension de ce système hautement complexe nécessitera la prise en compte de toutes les observables (e.g., Carmona et al. 2014, pour SAO 206462), comme par exemple, les déficits observés en lumière diffusée correspondant à des flux nuls en intensité polarisée, mais à des émissions fortes observées dans le millimétrique avec ALMA. Ce type de structures, déjà observé dans d'autres disques de transition (e.g., van der Marel et al. 2013), correspondrait à des zones de surpression comme des vortex, piégeant des particules plus grosses. Un autre scénario évoque la présence d'une planète géante en formation qui viderait en poussières son voisinage immédiat. Nos observations en L' permettent d'exclure la présence de planètes de plus de 5  $M_{\text{Jup}}$  dans les deux zones de déficits en flux. La géométrie de la cavité pourrait être expliquée par une orbite très excentrique ( $e \geq 0.8$ )

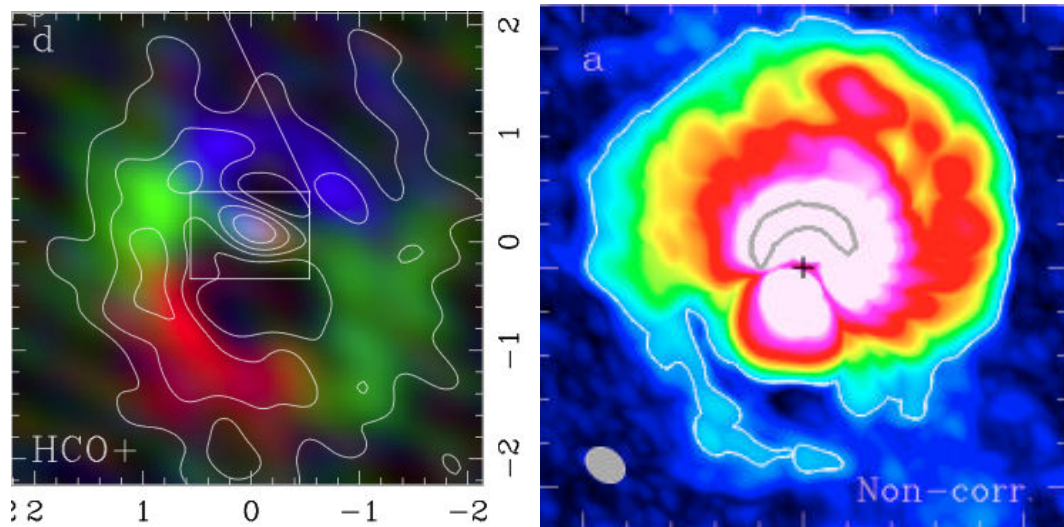


FIGURE 3.4 – **Gauche** : Carte d'intensité de la raie  $\text{HCO}^+(4-3)$  observée ALMA (Casassus et al. 2013). **Droite** : Carte d'intensité de la raie  $\text{CO } 2-1$  observée par ALMA (Christiaens et al. 2014). Le nord est en haut, l'est à gauche sur les 2 cartes.

du compagnon stellaire ou une rencontre récente avec une autre étoile. Cependant, ce type de perturbations séculaires engendre en général une instabilité d'ordre 2, donc deux bras spiraux, ce qui n'est pas observé. La présence de plusieurs planètes (trois) légèrement plus massives que Jupiter serait une bonne alternative (Close et al. 2014).

J'apporte ici quelques pistes de recherche pour explorer d'avantage le système. Les observations futures avec SPHERE/GPI devront se concentrer sur une amélioration notable de la sensibilité en masses dans la cavité et les deux zones de déficits en flux pour détecter ou exclure la présence d'une quelconque planète géante. Une meilleure résolution spatiale permettra également d'affiner la géométrie du disque externe pour résoudre des blobs, coudes, et autres asymétries, à la fois en NIR et en visible avec ZIMPOL. Ils devront également améliorer la sensibilité aux petits angles pour tenter de détecter le bord externe du disque interne. La complémentarité avec des observations interférométriques (PIONIER) permettra de mieux sonder les parties internes du système.

Enfin, HD 142527 apparaît comme un prototype permettant de sonder les premières étapes de formation de planètes géantes. Ses caractéristiques ( $2.2 M_{\odot}$ , âge, disque massif jusqu'à 500 ua) suggèrent qu'il évoluera vers une étoile de type précoce avec un disque de débris. Le chapitre suivant présente une étude approfondie de HD 95086, une étoile A 8 possédant un disque de débris. L'étude de telles cibles permet alors d'accéder à l'ensemble des étapes de formation et d'évolution des géantes gazeuses.

# Chapitre 4

## Découverte et caractéristiques du système planétaire autour de HD 95086

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>L'étoile HD 95086 et son disque de débris . . . . .</b>	<b>78</b>
<b>4.2</b>	<b>Détection et confirmation de HD 95086 b en L' avec NaCo .</b>	<b>80</b>
4.2.1	Observations . . . . .	80
4.2.2	Réduction et analyse des données . . . . .	81
4.2.3	Deux point-sources détectés . . . . .	83
4.2.4	Astrométrie et photométrie . . . . .	85
4.2.5	Propriétés physiques . . . . .	86
<b>4.3</b>	<b>Suivis photométriques de HD 95086 b avec NaCo et NICI . .</b>	<b>87</b>
4.3.1	Observations et réduction des données . . . . .	87
4.3.2	Contraintes sur les propriétés de la planète . . . . .	89
<b>4.4</b>	<b>Article ApJ : Near-Infrared Detection and Characterization of the Exoplanet HD 95086 b with the Gemini Planet Imager</b>	<b>90</b>
<b>4.5</b>	<b>Bilan et perspectives . . . . .</b>	<b>96</b>

---

**A**u cours de ma thèse, j'ai détecté une planète géante autour de l'étoile HD 95086. Je présente dans ce chapitre une compilation des articles que j'ai publiés (Rameau et al. 2013a,c) et auxquels j'ai contribué (Meshkat, Bailey, Rameau, et al. 2013 ; Galicher, Rameau, et al. 2014). Après avoir présenté l'étoile, je décris les données et les analyses qui m'ont permis de détecter et confirmer HD 95086 b. Je détaille ensuite les suivis photométriques de l'objet pour étudier ses propriétés avant de donner quelques pistes d'études supplémentaires.

### 4.1 L'étoile HD 95086 et son disque de débris

HD 95086 a été identifiée comme une étoile précoce (A8) appartenant à l'association Lower Centaurus Crux (LCC) par de Zeeuw et al. (1999), Madsen et al. (2002), et récemment confirmé par Rizzuto et al. (2012). L'étoile a été identifiée comme membre du LCC, à partir de l'astrométrie établie par *Hipparcos*, car elle possède une cinématique dans le référentiel galactique proche de celle des autres membres. HD 95086 est à une distance de 90.4 pc (van Leeuwen 2007), soit la distance moyenne de l'association. L'âge moyen

TABLE 4.1 – Caractéristiques de HD 95086.

Paramètres	Valeurs	Références
RA (J2000)	$10^h57^m03^s.02$	van Leeuwen (2007)
DEC (J2000)	$-68^\circ40'02''.45$	van Leeuwen (2007)
pmRA	$-41.41 \pm 0.42$ mas/an	van Leeuwen (2007)
pmDEC	$12.47 \pm 0.36$ mas/an	van Leeuwen (2007)
$v \sin(i)$	$20 \pm 10$ km/s	Moór et al. (2013)
parallaxe	$11.06 \pm 0.41$ mas	van Leeuwen (2007)
distance	$90.4 \pm 3.3$ pc	van Leeuwen (2007)
Type sp.	A8	Houk & Cowley (1975)
Age	$17 \pm 4$ Ma	Pecaut et al. (2012); Meshkat et al. (2013)
V	$7.36 \pm 0.01$ mag	Cutri et al. (2003)
H	$6.87 \pm 0.05$ mag	Cutri et al. (2003)
K	$6.79 \pm 0.02$ mag	Cutri et al. (2003)
W1( $3.4 \mu m$ )	$6.70 \pm 0.04$ mag	Wright et al. (2010)
Mass	$\simeq 1.7 M_\odot$	Meshkat et al. (2013)
$T_{\text{eff}}$	$7550 \pm 100$ K	Meshkat et al. (2013)
$L_\star$	$\simeq 7.3 L_\odot$	Meshkat et al. (2013)
[Fe/H]	$-0.2 \pm 0.5$	Moór et al. (2013)

du LCC a été établi par Mamajek et al. (2002) et Pecaut et al. (2012) autour de 16 Ma et par Song et al. (2012) autour de 10 Ma. Cependant, ces auteurs ont montré que les membres de l'association possèdent des âges s'étalant sur 10 Ma autour de la valeur médiane. Il est donc difficile d'affecter directement cette valeur à HD 95086. La magnitude absolue de HD 95086,  $M_V \simeq 2.6$  mag, et son  $B - V = 0.23 \pm 0.004$  placent l'étoile près de la séquence principale. Nous avons également estimé d'autres paramètres à partir de ces deux valeurs :  $\log(T_{\text{eff}}) = 3.878 \pm 0.006$  et  $\log(L/L_\star) = 0.863 \pm 0.035$  dex. La figure 4.1 la représente dans un diagramme de Hertzsprung-Russel avec les traces évolutives de Dartmouth (Dotter et al. 2008) en considérant une composition proto-solaire ( $Y = 0.26$  et  $Z = 0.017$ ). L'étoile est trouvée légèrement au dessus de la séquence principale et de la trace à 16 Ma. D'autres modèles évolutifs stellaires placent HD 95086 près de la trace à 15 Ma (D'Antona & Mazzitelli 1997), 24 Ma (Siess et al. 1997) et 17 Ma (Yi et al. 2003). Tous prédisent une masse de  $1.7 M_\odot$ . En considérant les incertitudes sur les paramètres observationnels et sur les différents modèles, nous estimons un âge de  $17 \pm 4$  Ma pour HD 95086, finalement très proche de l'âge moyen du LCC. Les propriétés de l'étoile sont rassemblées dans le tableau 4.1.

Des observations dans le millimétrique (Nilsson et al. 2010) et l'infrarouge lointain avec *Spitzer*/IRS (Rizzuto et al. 2012; Chen et al. 2012) ont révélé que HD 95086 possède un excès infrarouge assez important. Le rapport de luminosité de la poussière par rapport à celle de l'étoile dérivé de ces observations vaut  $L_d/L_\star \simeq 10^{-3}$ , ce qui place HD 95086 parmi les dix étoiles possédant les plus hauts rapports en deçà de 120 pc (Rhee et al. 2007). Une quantité importante de poussières entoure donc l'étoile. Très récemment, Moór et al. (2013) ont présenté des résultats obtenus avec *Herschel* en infrarouge lointain. Ils ont marginalement résolu un disque de débris à 70, 100 et 160  $\mu m$  avec l'instrument PACS. Après déconvolution avec la FEP, le disque semblerait s'étendre jusqu'à 270 ua de l'étoile

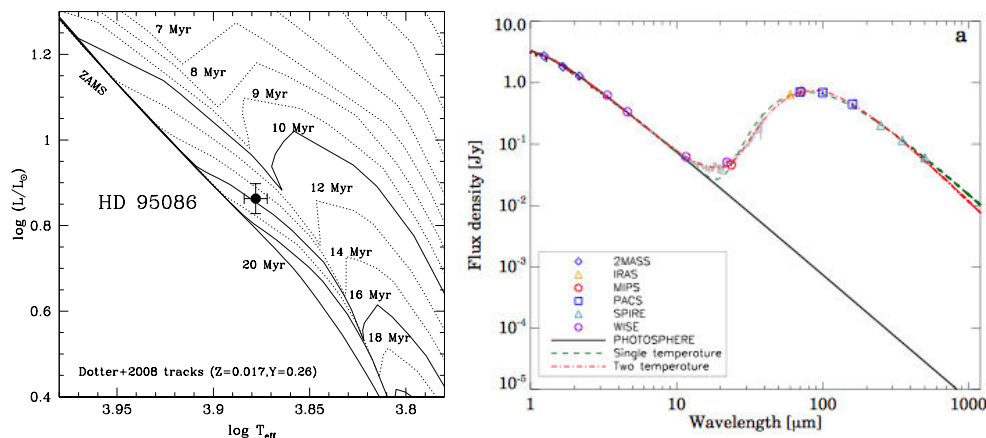


FIGURE 4.1 – **Gauche** : Diagramme HR de HD 95086 (carré) utilisant les isochrones de Dartmouth. **Droite** : Distribution spectrale d'énergie de HD 95086 avec l'ensemble des observations et chaque composante du meilleur modèle la reproduisant. Figure extraite de Moór et al. (2013).

et être peu incliné ( $i \simeq 25$  deg). Les auteurs ont également réuni l'ensemble des mesures photométriques de l'étoile ainsi que le spectre IRS pour modéliser la DSE (figure 4.1). En utilisant un modèle de Kurucz pour l'étoile et des corps noirs pour le disque, ils ont suggéré qu'il était composé de deux parties : un disque interne localisé à environ 6 ua ( $T_{\text{eff}} \simeq 185$  K) et un anneau de poussières froides ( $T_{\text{eff}} \simeq 57$  K) à environ 65 ua. Une cavité vide de poussières d'environ 50 ua séparerait donc les deux composantes. Enfin, la masse de poussières millimétriques déduite de cet ajustement ( $0.5 M_{\oplus}$ ) placerait le disque autour de HD 95086 parmi les plus massifs connus. Cependant, le niveau de modélisation ne permet pas à l'heure actuelle de considérer ces valeurs comme robustes. En effet, des images mieux résolues sont nécessaires et l'utilisation de corps noirs ne place que des limites inférieures aux positions des anneaux.

L'âge du système, sa masse (similaire à celle de HR 8799 et  $\beta$  Pic) et la présence du disque de débris en font une cible idéale pour chercher des planètes géantes par imagerie directe. Les observations sont résumées dans le tableau 4.2 et présentées dans la suite.

## 4.2 Détection et confirmation de HD 95086 b en L' avec NaCo

### 4.2.1 Observations

J'ai observé HD 95086 avec NaCo en infrarouge thermique et suivi de pupille à trois reprises : en janvier 2012, en mars et en juin 2013. Les observations ont été réalisées avec le filtre L' ( $\lambda_0 = 3.8 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.62 \mu\text{m}$ ) et la caméra L27 en mode service. La cible a été régulièrement déplacée dans le champ de vue du détecteur afin d'estimer et de soustraire proprement la contribution du fond de ciel. J'ai également utilisé le mode cube de CONICA afin d'accumuler une grande quantité de poses très courtes pour pouvoir optimiser le tri des données. La séquence d'observation se composa d'une première série de poses courtes non-saturées avec une densité neutre pour servir de calibrations de la FEP et de la photométrie et astrométrie relative. Des poses profondes, dans lesquelles l'étoile était saturée sur quelques pixels pour augmenter la dynamique, pendant environ une

TABLE 4.2 – Résumé des observations de HD 95086

Instr.	Date	Type	Filtre	DIT×NDIT (s)	N <sub>exp</sub>	$\pi$ -début/fin (deg)	$\langle$ Airmass $\rangle$	$\langle\bar{\omega}\rangle$ ( $''$ )	$\langle\tau_0\rangle$ (ms)
NaCo	11/01/2012	Non-sat.	L'	$0.2 \times 80$	10	-9.3/-8.2	1.39	0.76	3.6
NaCo	11/01/2012	sat.	L'	$0.2 \times 100$	156	-7.6/16.9	1.39	0.76	3.5
NICI	19/03/2012	Coro.	H	$11 \times 5$	49	18.9/37.1	–	0.6	–
NICI	26/03/2012	Coro.	H	$11 \times 5$	64	342.1/7.3	–	0.6	–
NICI	30/03/2012	Coro.	H	$11 \times 5$	64	347.7/12.5	–	0.6	–
NaCo	14/02/2013	Non-sat.	Ks	$0.2 \times 100$	4	-45.2/-44.7	1.52	1.08	1.1
NaCo	14/02/2013	Sat.	Ks	$0.5 \times 100$	88	-44.1/-14.7	1.45	1.08	1.1
NaCo	24/03/2013	Sat.	L'	$0.2 \times 100$	162	3.2/28.2	1.41	1.77	1.0
NaCo	24/03/2013	Non-sat	L'	$0.2 \times 80$	10	29.6/30.7	1.44	1.65	0.9
NaCo	26/06/2013	Non-sat	L'	$0.2 \times 80$	10	41.0/42.0	1.50	1.00	3.1
NaCo	27/06/2013	Sat.	L'	$0.2 \times 100$	96	42.5/55.3	1.55	1.08	2.8
NaCo	27/06/2013	Non-sat.	L'	$0.2 \times 80$	10	28.0/29.1	1.44	1.17	1.4
NaCo	27/06/2013	Sat.	L'	$0.5 \times 100$	186	29.6/58.9	1.53	1.02	1.6
GPI	10/12/2013	IFU+Coro.	H	$119.3 \times 1$	17	-42.5/-27.5	1.32	0.60	19
GPI	11/12/2013	IFU+Coro.	K1	$119.3 \times 1$	21	-44.6/-32.6	1.34	0.43	17

**Note :** L'airmass, le seeing  $\bar{\omega}$ , et le temps de cohérence  $\tau_0$  ont été estimées en temps réel par le système OA pour les observations NaCo et par le DIMM pour NICI et GPI, le tout ayant été moyenné sur leur séquence.

heure ont été réalisées ensuite. J'ai utilisé exactement la même stratégie pour chacune des trois séquences afin d'éliminer tout effet systématique qui pourrait avoir lieu en utilisant d'autres configurations. Le résumé des observations est présenté dans le tableau 4.2. Les conditions étaient très bonnes en janvier 2012, en particulier le temps de cohérence et la stabilité. En mars et juillet 2013, le temps de cohérence était en dessous de la limite théorique à laquelle NAOS est censé suivre (2 ms) et les conditions plutôt variables. Le *seeing* était généralement de niveau moyen (0.8 – 1.0 $''$ ) sauf en mars 2013 où la valeur moyenne était de 1.77 $''$ . Le champ a tourné de 24.5, 31.4, 26.7 deg en janvier, mars et juillet respectivement. Une quatrième visite a été effectuée un jour avant celle de juin 2013 mais la rotation n'a été que de 12 deg.

Afin de calibrer correctement l'échelle spatiale et l'orientation du détecteur, j'ai observé le champ  $\theta_1$  Ori C en janvier et mars dans les mêmes configurations. En juillet, ce champ n'était pas observable, j'ai alors utilisé l'étoile binaire IDS 1307. Des cartes de champ-plat ont été obtenues grâce à des observations effectuées au lever du soleil.

## 4.2.2 Réduction et analyse des données

J'ai réduit les données en suivant la stratégie avec les outils IPAG-ADI présentés dans Lagrange et al. (2010); Chauvin et al. (2012) et dans le chapitre 2. J'ai également collaboré avec Anthony Boccaletti, Sascha Quanz, Tiffany Meshkat et Thayne Currie pour qu'ils réduisent les données avec leurs outils respectifs. Cette approche permet d'éviter les systématiques et biais de réduction et de consolider les détections.

Chaque chaîne de réduction suit la même philosophie pour les premières étapes de réduction. Les mauvais pixels et les pixels chauds sont identifiés et remplacés, le ciel



construit grâce aux déplacements séquentiels de la cible sur le détecteur et soustrait aux images, le champ-plat appliqué, les images de mauvaise qualité rejetées et l'étoile recentrée. Ces étapes créent un cube maître contenant les images individuelles avec les angles parallactiques correspondants.

La différence principale entre les divers outils réside dans leurs manières d'estimer et de soustraire le halo stellaire dans le cube maître. Différents algorithmes ont été utilisés ainsi que différents jeux de paramètres. Le halo a été estimé et soustrait avec cADI, sADI, LOCI et sa version adaptée A-LOCI, ainsi que trois versions basées sur l'analyse en composantes principales (PCA) dont PYNPOINT et Klip. A la fin, les cartes de résidus ont été re-orientées afin d'aligner le Nord avec la verticale et combinées par moyenne. Ces différentes méthodes ADI produisent une grande variété d'images résiduelles avec des distributions spatiales et photométriques de tavelures différentes dans chaque cas. Ces différences affectent également l'astrométrie et la photométrie des points sources.

J'ai estimé l'astrométrie et la photométrie d'un quelconque point source détecté en injectant des FEP non-saturées (voir Chapitre 2) grâce aux outils IPAG-ADI (Lagrange et al. 2010; Chauvin et al. 2012). Dans les autres chaînes de réduction, l'astrométrie a été mesurée en ajustant une fonction à deux dimensions de type gaussienne ou Moffat. J'ai estimé une systématique de 0.7 pixel maximum entre les deux techniques dans notre cas. Le budget d'erreurs sur l'astrométrie provient principalement de la mesure intrinsèque sur le point-source (estimé en injectant dix FEPs à la même séparation mais à des angles de position différents pour prendre en compte l'effet des résidus azimuthalement asymétriques), du centrage de l'étoile (estimé en déplaçant aléatoirement chaque image et les recentrant suivant la même technique que pour les données), et de la calibration astrométrique. Pour chaque époque, j'ai ajouté quadratiquement chaque terme d'erreur pour arriver à l'erreur finale. De la même manière pour la photométrie, la mesure sur le signal, la variabilité photométrie mesurée sur la séquence de la FEP non-saturée, et la transmission de la densité neutre ont été ajoutées quadratiquement. L'ensemble des erreurs pour chaque époque est résumé dans le tableau 4.3.

J'ai réduit les données de  $\theta_1$  Ori C et IDS 1307 avec le logiciel JITTER de ECLIPSE (Devillard 1997). Pour les données de janvier 2012 et mars 2013, j'ai calibré l'orientation et l'échelle spatiale de nos observations en comparant les positions des étoiles TCC 0051, 034, 029 et 026 référencées par McCaughrean & Stauffer (1994) avec *HST*. Pour éviter l'ajout d'une systématique supplémentaire, j'ai re-calibré l'orientation de IDS 1307 grâce à des observations contemporaines avec  $\theta_1$  Ori C.

Pour mesurer le S/B d'un point-source, j'ai calculé le bruit par pixel en prenant la déviation standard dans une couronne d'1 FWHM de largeur et de rayon identique à la séparation de l'objet. Pour éviter d'ajouter un biais, j'ai masqué le point-source. J'ai également mesuré son flux dans une ouverture de diamètre égal à 1 FWHM. Enfin, j'ai calculé le S/B intégré en prenant le rapport des deux mesures précédentes, re-normalisées par rapport à la taille de l'ouverture. Pour estimer la stabilité du S/B, j'ai testé différentes tailles d'ouvertures et de couronnes mais les résultats étaient similaires. Même si cette méthode n'est pas la meilleure pour estimer le S/B d'un point source dans une région dominée par les tavelures résiduelles, nous l'avons adopté pour toutes les chaînes de réduction et pour chaque jeu de données.

En dernier lieu, j'ai mesuré les limites de détection en calculant le bruit par pixel dans une boîte glissante de  $5 \times 5$  pixels dans la direction d'un point-source après correction de l'auto-soustraction. La normalisation par le flux de la FEP non-saturée m'a permis d'obtenir une courbe de contraste qui peut être convertie en propriétés physiques des



objets détectables grâce à des modèles d'évolution.

### 4.2.3 Deux point-sources détectés

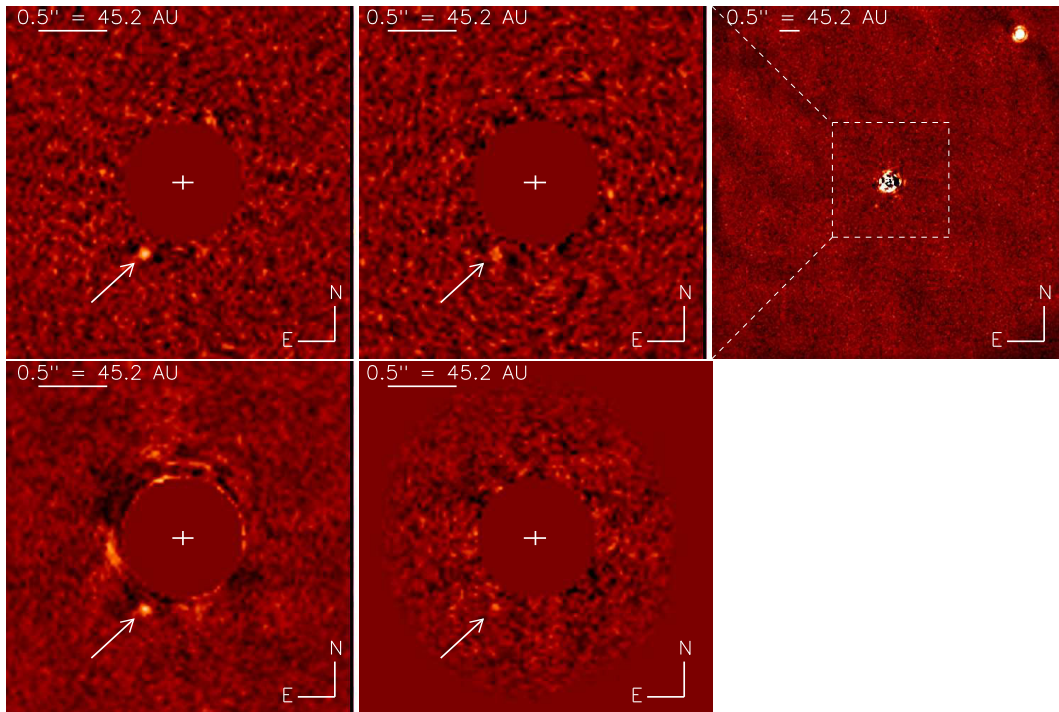


FIGURE 4.2 – Cartes résiduelles (sADI en haut, LOCI en bas) en bande  $L'$  montrant le candidat compagnon en 2012 avec  $S/B \simeq 9$  (**gauche**) et en 2013 avec  $S/B \simeq 3$  (**milieu**). **Haut, droite** : Champ de vue agrandi montrant l'étoile d'arrière-plan au Nord-Ouest en 2012. Les résidus brillants sont des tavelures des anneaux d'Airy à la même séparation que le candidat.

Le premier jeu de données de janvier 2012 a révélé un premier point-source très brillant au Nord-Ouest de l'étoile à une grande séparation. Ce signal se trouvait être une étoile d'arrière-plan déjà identifiée par Kouwenhoven et al. (2005). J'ai également découvert un second point-source beaucoup plus faible et plus proche au Sud-Est de l'étoile-centrale avec  $S/B \simeq 9$ . Pour vérifier la robustesse de cette détection, j'ai mis en place une série de tests. Le signal a été détecté par l'ensemble des chaînes de réduction ainsi que par une exploration intensive de l'espace des paramètres des algorithmes. J'ai également injecté des sources artificielles avec le même flux (voir section suivante) à la même séparation mais à des angles de position différents. Chaque source a été détectée avec un  $S/B$  similaire. Les observations de mars et juin 2013 ont toutes deux révélé ce même point-source, qui a passé l'ensemble de tests établis, avec  $S/B \simeq 3$  et  $S/B \geq 5$  respectivement. Les cartes résiduelles que j'ai obtenues avec les outils IPAG-ADI des observations de janvier 2012 et mars 2013 sont montrées dans la figure 4.2. Celles de juin 2013 réduites par l'ensemble des outils sont données dans la figure 4.3. On peut remarquer quelques tavelures brillantes dans certains cas mais le point-source au Sud-Est est le seul qui a systématiquement survécu. On peut également voir que son signal varie en flux et forme car différentes techniques de soustraction et échelles de flux ont été appliquées. On peut noter enfin que la probabilité que ce signal soit une tavelure résiduelle reste faible car chaque jeu de données a été

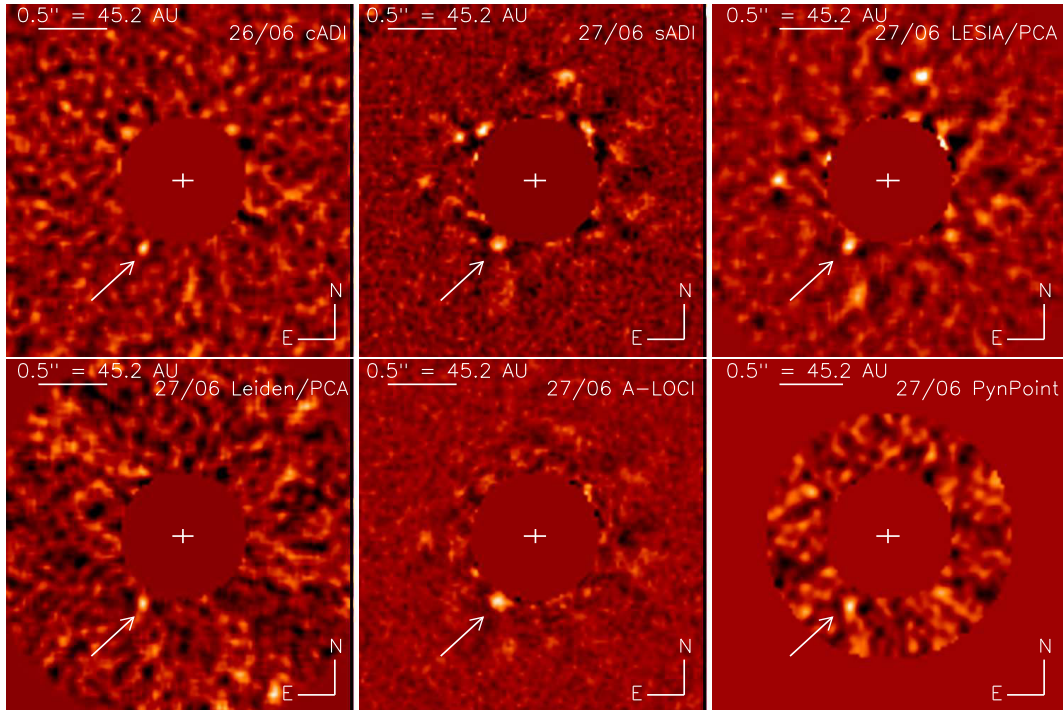


FIGURE 4.3 – Images résiduelles du 27 juin 2013 de VLT/NaCo en bande L', révélant HD 95086 b au Sud-Est (flèche). Une comparaison entre les différents outils de réduction via le S/B n'est pas possible car la distribution en bruit produit est différente dans chaque cas. La FEP de la planète a également des tailles différentes causées par l'échelle de couleur et le niveau de soustraction utilisé. **Haut, Gauche** : Réduction avec IPAG-cADI des données du 26 juin ;  $S/B \simeq 4$  à cause de la faible rotation mais une bonne stabilité. **Haut, Centre** : Réduction avec IPAG-sADI des données du 27 juin ;  $S/B \simeq 7$ . Les tavelures au Nord-Est et Nord-Ouest sont des résidus des aigrettes à une séparation différente de la planète. **Haut, droite** : Réduction PCA d'après Boccaletti et al. (2012) utilisant 7/534 coefficients ;  $S/B \simeq 6$ . **Bas, gauche** : PCA modifié selon Meshkat et al. (2014) avec 16/185 coefficients ;  $S/B \simeq 5$ . **Bas, centre** : Réduction avec A-LOCI (Currie et al. 2012) dans laquelle la planète a été masquée sous une boîte de 10 pixels de large ;  $S/B \simeq 13$ . **Bas, droite** : Réduction avec PYNPOINT (Amara & Quanz 2012) utilisant 40/15172 coefficients,  $S/B \simeq 7.5$ . Pour information, PYNPOINT travaille sur des images dont la résolution a été doublée, l'image finale a été ramenée à la résolution originale pour des raisons d'homogénéité.

obtenu avec des explorations d'angles parallactiques différentes (voir tableau 4.2). J'en conclus alors que cette source de flux est un signal physique, un candidat compagnon, que l'on détecte avec un niveau de confiance relativement correct dans trois jeux de données indépendants.

#### 4.2.4 Astrométrie et photométrie

TABLE 4.3 – Mesures relatives en astrométrie et photométrie de HD 95086 b et de la source d'arrière plan (bkg) en L'.

Date	Sep. (mas)	PA (deg)	$\Delta L'$ (mag)
bkg			
11-01-2012	$4540 \pm 15$	$319.03 \pm 0.25$	$6.2 \pm 0.2$
14-03-2013	$4505 \pm 16$	$319.42 \pm 0.26$	$6.1 \pm 0.2$
27-06-2013	$4480 \pm 14$	$319.52 \pm 0.25$	$6.0 \pm 0.3$
HD 95086 b			
11-01-2012	$624 \pm 8$	$151.8 \pm 0.8$	$9.79 \pm 0.40$
14-03-2013	$626 \pm 13$	$150.7 \pm 1.3$	$9.71 \pm 0.56$
27-06-2013	$600 \pm 11$	$150.9 \pm 1.2$	$9.20 \pm 0.80$

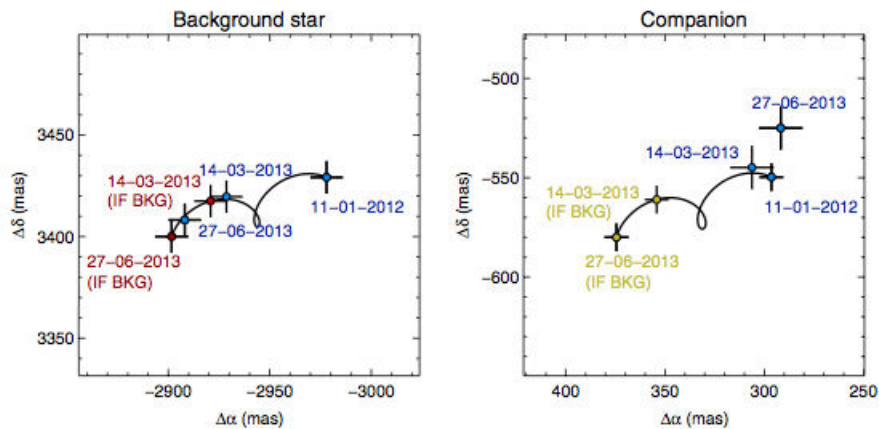


FIGURE 4.4 – Positions relatives entre l'étoile centrale et le compagnon ou l'étoile d'arrière-plan, en ascension droite ( $\alpha$ ) et déclinaison ( $\delta$ ). Les mesures sont représentées en bleu, les positions attendues dans le cas d'un objet d'arrière-plan sont en jaune/rouge. **Gauche** : Cas de l'étoile de fond. **Droite** : Cas de HD 95086 b.

Parce que sADI était un bon compromis entre haut S/B dans les trois jeux de données et biais astro/photométrique moins important que LOCI par exemple, j'ai choisi d'utiliser cet algorithme pour caractériser le point source. Les mesures sont reportées dans le tableau 4.3 pour l'étoile d'arrière plan et le candidat compagnon.

L'astrométrie du candidat compagnon est consistante à 20 mas et à un degré près avec les autres chaînes de réduction. Cependant, l'étoile est située à une latitude galactique

relativement faible ( $b \simeq 8$  deg), la probabilité de contamination par un objet d'arrière-plan est relativement élevée, même en L'. Afin de tester cette hypothèse, j'ai eu besoin d'un laps de temps d'un an et demi entre la première et la dernière observation. D'après le tableau 4.1, HD 95086 possède un mouvement propre et une parallaxe qui engendrent une amplitude de déplacement sur la voûte céleste de 58.9 mas/an, soit plus de deux pixels de CONICA. J'ai donc calculé la position attendue du point source à chaque époque en prenant celle de janvier 2012 comme origine, si ce signal était un objet fixe d'arrière-plan. J'ai répété l'opération pour l'étoile d'arrière-plan pour nous assurer de la validité et de la qualité de notre analyse (figure 4.4). On voit clairement que les mesures de position de l'étoile d'arrière-plan correspondent aux positions attendues pour un objet de fond. Ceci conforte notre capacité à discriminer un objet d'arrière-plan d'un objet partageant le même mouvement que HD 95086 en un laps de temps relativement court. Dans le cas du candidat compagnon, les différentes mesures astrométriques se distinguent nettement des positions d'un objet fixe de fond aux autres époques. J'ai pu alors exclure cette dernière hypothèse associée à une probabilité de  $\chi^2$  de  $10^{-16}$ . J'en ai alors conclu que le candidat compagnon partage le même mouvement que HD 95086, appelé alors HD 95086 b. Pour renforcer cette conclusion, j'ai utilisé les simulations du modèle galactique de Besançon (Robin et al. 2003) afin de calculer la probabilité de contamination par une étoile de même luminosité que HD 95086 b. J'ai trouvé une valeur de 0.11 % dans un rayon de 1" autour de HD 95086. Cette contamination est principalement liée à celles des vieilles naines M du plan galactique (je reviendrai à ce modèle dans la section 4.3). Quant à la probabilité de contamination par un objet d'avant-plan, seule une naine L ou T pourrait avoir la même luminosité, mais son mouvement propre serait plus important. D'après Delorme et al. (2010), ce taux est de  $10^{-5}$ . Finalement, il est extrêmement peu probable que le signal détecté ne soit pas lié à HD 95086.

Dans le cas de la photométrie de HD 95086 b, les trois mesures sont consistantes dans le temps et similaires quelque soit les outils de réduction utilisés.

#### 4.2.5 Propriétés physiques

Les mesures de la position HD 95086 b au cours du temps sont très similaires. Le décalage entre les points de mars et de juin 2013 semble pointer vers une systématique non-corrigée. En effet, à cette séparation, le mouvement orbital maximal attendu, si l'orbite est circulaire, est de 13 mas/an, soit inférieur à ce qui est observé ici. J'ai choisi de considérer la moyenne des positions pour remonter aux grandeurs physiques du système. HD 95086 b est observée à une distance projetée  $55.7 \pm 2.5$  ua de l'étoile-centrale.

Je note également une dispersion dans la photométrie de HD 95086 b mais qui reste cohérente entre les trois époques. J'ai estimé une magnitude absolue moyenne de  $M_L = 11.5 \pm 1.1$  mag. En utilisant les modèles d'évolution à départ chaud COND (Baraffe et al. 2003) à 17 Ma, la luminosité de HD 95086 b prédit une masse de  $5 \pm 2 M_{Jup}$ . J'ai également voulu contraindre la masse en utilisant les modèles dit à "départ tiède" qui prennent en compte différentes conditions initiales (Spiegel & Burrows 2012; Marleau & Cumming 2014). Seule une limite inférieure sur la masse a pu être dérivée, à  $3 M_{Jup}$ . Les modèles prédisent également une température d'environ 1000 K et une gravité de surface de  $\simeq 3.85$  dex. HD 95086 b est donc une excellente cible pour étudier l'impact de la gravité réduite, les bandes d'absorption moléculaires du méthane et de l'eau dans le NIR par exemple qui sont attendues à cette température.

### 4.3 Suivis photométriques de HD 95086 b avec NaCo et NICI

Nos connaissances sur HD 95086 b se limitaient à la seule mesure en L'. Pour obtenir plus d'informations sur ses propriétés, il est nécessaire d'échantillonner d'avantage sa DSE par photo/spectroscopie. J'ai alors obtenu et/ou réduit des nouvelles données prises en bandes H et Ks avec NICI et NaCo. Les données NICI ont donné lieu à une collaboration avec Tiffany Meshkat et Vanessa Bailey.

#### 4.3.1 Observations et réduction des données

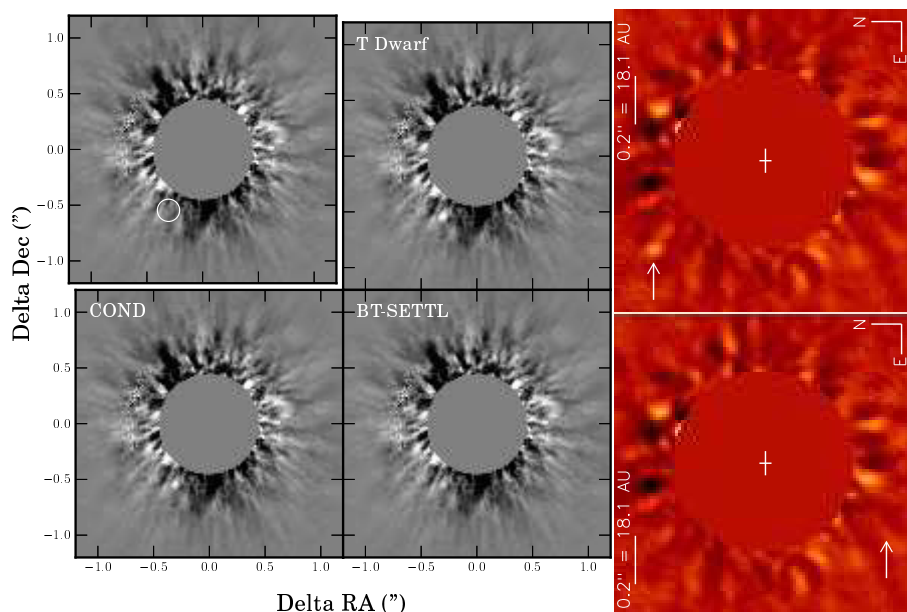


FIGURE 4.5 – **Haut, gauche** : Image résiduelle en H avec NICI. La réduction a été faite avec PCA. La position attendue du compagnon est marquée par le cercle blanc. Dans les trois autres panneaux, un point source artificiel a été injecté dans les données brutes à la position du compagnon. Le contraste du point artificiel est de 11.6 mag pour la naine T, 12.0 mag avec le modèle COND et 12.5 mag avec le modèle BT-SETTL. **Droite** : Image résiduelle (sADI) en Ks révélant la non-détection du candidat compagnon en 2013 (**haut**) et la détection d'un objet contaminant de type M avec Ks –  $L' \simeq 0.4$  si la séparation était identique à celle du compagnon (**bas**). Les tavelures et résidus à l'intérieur et au même rayon que le compagnon sont causés par les aigrettes et une mauvaise soustraction du halo.

J'ai obtenu des observations en Ks avec NaCo en février 2013 car HD 95086 était une cible de secours en cas de mauvaises conditions d'observation à Paranal (vent, restriction de pointage au sud) lors d'un autre programme d'observations (IP : Philippe Delorme). J'ai opté pour la même stratégie que pour le L' et la caméra utilisée était la S13 ( $\simeq 13.25$  max/pixel).

Les données NICI ont été obtenues sur trois nuits en mars 2012 en H dans le cadre d'un programme de recherche de planètes autour d'étoiles jeunes possédant un excès IR. Les observations ont été faites en bande H avec un masque coronographique semi-transparent de 0.32" de diamètre en suivi de pupille pour l'ADI. Les pixels de NICI sont lus sur le



détecteur après une série de poses individuelles courtes (5 de 11 s), ce qui fait que le volume de données est très faible par rapport aux cubes générés par NaCo.

Les deux jeux d'observations sont décrits dans le tableau 4.2.

J'ai réduit les données avec les outils IPAG-ADI. Pour les données NICI, j'ai dû adapter les codes pour prendre en compte la structure particulière des fichiers et le masque coronographique. J'ai donc choisi une technique de centrage en deux étapes. D'abord, j'ajuste une fonction de Moffat sur l'image normalisée et seuillée pour ne considérer que les ailes externes du profil. Ce premier ajustement donne une précision typique de 1 pixel sur le centre de l'image. Ensuite, j'extrait une sous-image de quelques pixels autour du point-source central, qui apparaît comme une image atténuée de l'étoile par la semi-transparence. J'ajuste une nouvelle fonction de Moffat sur l'étoile pour obtenir une précision de l'ordre de quelques dixièmes de pixels. Le reste de la réduction suit les outils IPAG-ADI standards pour créer le cube maître puis soustraire le halo stellaire par ADI. Il est impossible d'obtenir une FEP hors masque pour les calibrations. L'image atténuée de la FEP de l'étoile peut être utilisée ou une étoile du champ si présente. La réduction des données H a été également faite par Tiffany Meshkat avec PCA et par Anthony Boccaletti avec LOCI.

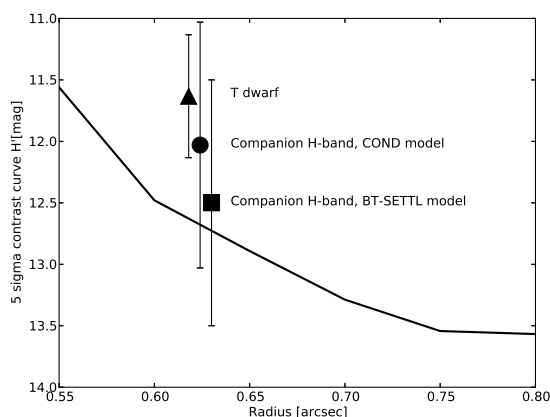


FIGURE 4.6 – Courbes de contraste en bande H dans les données NICI de HD 95086. Ces courbes ont été estimées en injectant des planètes artificielles dans les données des trois nuits. Les contrastes attendus pour une planète âgée de 17 Ma d'après les modèles COND, BT-SETTL et une naine T sont représentés par le cercle, le carré et le triangle respectivement. Le carré et le triangle ont été légèrement décalés de la position réelle (séparation +0.624) pour que les barres d'erreurs soient distinguables.

Dans les deux jeux de données, aucun signal de HD 95086 b n'a été détecté et ce, par aucune des chaînes de réduction et algorithmes. Les images résiduelles avec la position attendue du compagnon sont présentées dans la figure 4.5. Par contre, l'étoile d'arrière-plan au Nord-Ouest est détectée avec un haut S/B. Pour tester la capacité de détection de nos outils, nous avons injecté une source artificielle dans les données en H et Ks, à la position du compagnon mais également à des angles différents, en conservant la séparation, avec différents flux. La contamination par une naine M était une hypothèse envisageable. J'ai donc injecté un signal avec  $K_s=16.9$  mag, correspondant à un  $K_s-L' \simeq 0.4$  mag attendu pour un type M et la magnitude  $L'$  de HD 95086 b. L'image 4.5 en haut à gauche montre que ce signal aurait été détecté, avec  $S/B=15$ . Par conséquent, les données Ks auraient révélé ce signal si il avait été le contaminant le plus rouge possible. J'ai également testé le flux de la planète prédit par les modèles en Ks (18.5 mag). Le signal n'aurait pas été

détecté. Cette analyse a donc conforté la nature de compagnon de HD 95086 b. Dans les données H, nous avons considéré les cas d'une naine T en avant-plan ( $\Delta H \simeq 11.6$  mag), la prédiction des modèles COND ( $\Delta H \simeq 12.5$  mag) et BT-SETTL (couplés au COND,  $\Delta H \simeq 12.5$  mag) pour la planète (voir Figure 4.5). Dans chacun des trois cas, nous aurions été capables de détecter le point-source avec des S/B de 13, 4 et 2.5 (voir les limites de détection dans la figure 4.6). Une contamination par une naine T est donc exclue. Par contre, le fait que l'on n'ait pas été capable de détecter HD 95086 b aux flux prédits par certains modèles évolutifs a suscité des questions auxquelles je tente de répondre dans la section suivante.

Enfin, le grand champ de vue de NICI et la bande H ont révélé la présence de nombreux autres points-sources entre 2" et 10". Par comparaison avec des données d'archive de *HST* prises en 2007, le mouvement relatif de chacun des signaux s'est révélé compatible avec des objets fixes d'arrière-plan.

### 4.3.2 Contraintes sur les propriétés de la planète

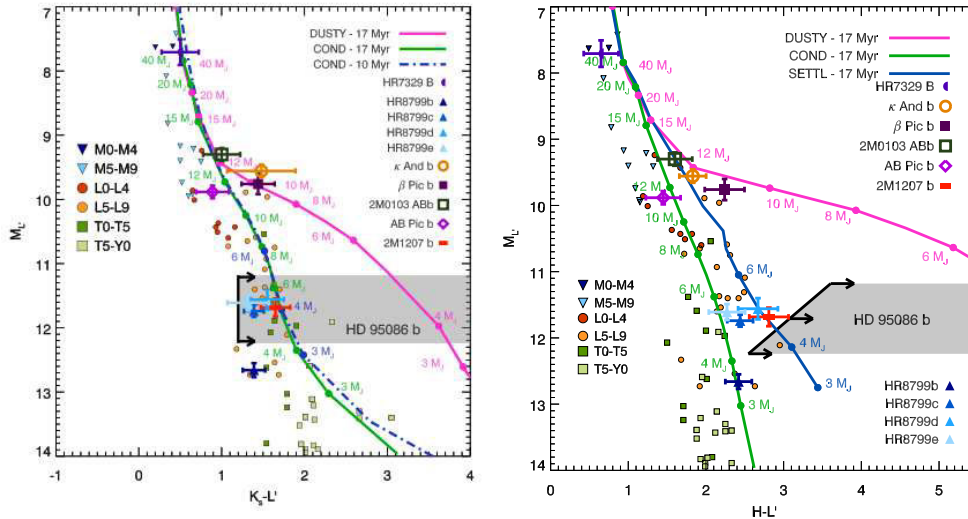


FIGURE 4.7 – Diagrammes magnitude-couleur. **Gauche** :  $M_{L'}$  versus  $K_s - L'$  La position de HD 95086 b avec la limite inférieure en  $K_s$  est représentée par la région grisée. Les éléments de comparaison sont des naines du champ, M (triangles), L (cercles), et T (carrés) (Leggett et al. 2013). Certains compagnons jeunes sont superposés au diagramme ainsi que les prédictions des modèles d'évolution COND et DUSTY pour des âges de 10 (tiret) et 17 Myr (plein). **Droite** : Même en  $M_{L'}$  versus  $H - L'$ , les prédictions des modèles BT-SETTL ont été rajoutées.

Les non-détections de HD 95086 b ont permis d'extraire directement des limites inférieures sur ses couleurs :  $K_s - L \geq 1.2 \pm 0.5$  mag et  $H - L' \geq 3.1 \pm 0.5$  mag. J'ai alors comparé les contraintes photométriques sur HD 95086 b à celles de compagnons jeunes connus (HR 7329 B, Neuhäuser et al. 2011;  $\kappa$  And b, Carson et al. 2013b;  $\beta$  Pic b, Laganne et al. 2010; 2M 0103 AB b, Delorme et al. 2013; AB Pic b, Chauvin et al. 2005; 2M 1207 b, Chauvin et al. 2004; HR 8799 bcde, Marois et al. 2008, 2010), à des naines MLT du champ (Leggett et al. 2013), et aux trajets évolutifs prédits par les modèles COND, DUSTY (Chabrier et al. 2000), et BT-SETTL couplés aux COND pour un âge de 17 Ma (voir figure 4.7). Il apparaît que HD 95086 b se situe à la transition L/T. Les contraintes

sur les couleurs montrent également qu'elle est rouge, voire très rouge d'après sa couleur H-L'. Cette extrême rougeur est également plus importante que celle de n'importe quel compagnon directement imagé, ce qui suggère un fort contenu en poussières. Ses propriétés pourraient se rapprocher de celles de HR 8799 cde et 2M 1207 b. La limite inférieure du H-L' rejette les prédictions des modèles COND pour cet âge-là; elle est compatible avec les prédictions BT-SETTL uniquement pour les faibles masses, et reste en accord avec les modèles DUSTY. Finalement, j'en ai déduit que l'atmosphère de HD 95086 b contenait probablement une couche de nuages avec une forte quantité de poussières. L'étude de son atmosphère va être particulièrement intéressante pour comprendre les phénomènes de formation, évolution et sédimentation de la poussière.

Pour conclure, HD 95086 b se trouve être une planète très peu lumineuse. Les non-détections lors des suivis photométriques ont pointé immédiatement le besoin d'instruments à haut-contraste plus performants que les premières générations.

#### 4.4 Article ApJ : Near-Infrared Detection and Characterization of the Exoplanet HD 95086 b with the Gemini Planet Imager

Lors des phases de tests de GPI en décembre 2013, l'équipe sur place a observé HD 95086 en bandes H et K1 puis les données ont été mises à la disposition de la communauté. Ce fut donc pour nous une double opportunité : la première, de bénéficier des potentielles meilleures performances de l'instrument pour détecter et caractériser HD 95086 b à des courtes longueurs d'onde, domaine dans lequel NaCo et NICI ne sont pas assez sensibles, et la seconde, de pouvoir réduire et analyser des données à très haut-contraste venant d'un IFU.

J'ai de nouveau adapté les outils IPAG-ADI pour pouvoir réduire les cubes spectraux délivrés par GPI. En plus de l'extraction des mots clés dans les entêtes des fichiers qui demande une spécificité, le centrage est particulier. Les données ont été prises avec un masque coronographique opaque. Par contre, GPI a la particularité de créer des répliques atténuées de l'étoile centrale selon quatre directions et à plusieurs séparations, grâce à une grille placée dans le plan pupille. Pour chaque image dans chaque canal spectral, l'outil que j'ai développé sélectionne quatre sous-images autour des répliques puis ajuste une fonction de Moffat sur chacun d'eux pour estimer leur position. La position de l'étoile est alors calculée en mesurant le barycentre des quatre. L'image est alors déplacée de cette quantité. L'étoile se déplaçant dans le cube spectral en fonction de la longueur d'onde, le centrage doit être fait pour chaque canal spectral. De plus, en bande K1, les répliques aux longueurs d'onde les plus extrêmes ont des S/B très faibles, le centrage est donc très mauvais. J'ai donc décidé d'éliminer les images dans ces cas-là. Au contraire, en H, le halo stellaire peut contaminer les répliques aux courtes longueurs d'onde et biaiser l'ajustement. J'ai rajouté une option permettant de soustraire un profil circulaire du halo et/ou appliquer un filtrage médian. En testant des déplacements aléatoires des images, j'ai trouvé que cette technique permet d'obtenir une précision sur le centrage inférieure à 0.3 pixel. Ensuite, j'ai développé un outil qui permet de reconstituer un cube maître pour chaque canal spectral dans lequel l'angle parallactique évolue si l'ADI a été utilisé. J'ai rajouté une option permettant de sommer ces cubes maîtres afin d'obtenir l'équivalent d'un seul cube intégré reconstituant une large bande spectrale. L'ADI peut être appliqué sur ces cubes selon les mêmes algorithmes mais des techniques spectrales peuvent aussi



être utilisées. Enfin, les observations hors-masque étant impossible avec GPI, j'ai choisi de construire un modèle de FEP à partir des répliques : chacune (spectrale et temporelle) des quatre répliques est extraite des images, placée à une position commune dans une nouvelle image vide, moyennée par canal et selon le temps, puis cette moyenne est intégrée spectralement et enfin moyennée temporellement. L'article qui suit présente les résultats issus de ces données.

Les outils que j'ai mis en place ont été aussi utilisés pour réduire également les données GPI de  $\beta$  Pic b en bande J qui ont fait l'objet d'une publication (Bonnetfoy et al. 2014, accepté). Ces nouvelles données ont permis de confirmer la luminosité bolométrique et le type spectral de l'objet. En combinant avec les dernières mesures en vitesses radiales, elles ont également permis de mieux contraindre ses paramètres orbitaux et sa masse dynamique.

LETTER TO THE EDITOR

# Near-Infrared Detection and Characterization of the Exoplanet HD 95086 b with the Gemini Planet Imager<sup>\*</sup>

R. Galicher<sup>1</sup>, J. Rameau<sup>2</sup>, M. Bonnefoy<sup>2</sup>, J.-L. Baudino<sup>1</sup>, T. Currie<sup>3</sup>, A. Boccaletti<sup>1</sup>, G. Chauvin<sup>2</sup>, A.-M. Lagrange<sup>2</sup>, C. Marois<sup>4</sup>

<sup>1</sup> LESIA, CNRS, Observatoire de Paris, Univ. Paris Diderot, UPMC, 5 place Jules Janssen, 92190 Meudon, France-mail: raphael.galicher@obspm.fr

<sup>2</sup> UJF-Grenoble 1 / CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274, Grenoble, F-38041, France

<sup>3</sup> Department of Astronomy and Astrophysics, Univ. of Toronto, 50 St. George St., Toronto, ON, M5S 1A1, Canada

<sup>4</sup> National Research Council of Canada Herzberg, 5071 West Saanich Road, Victoria, BC, V9E 2E7, Canada

## ABSTRACT

HD 95086 is an intermediate mass debris disk-bearing star around which recent VLT/NaCo 3.8  $\mu\text{m}$  observations revealed a  $5 \pm 2 M_{Jup}$  companion (HD 95086 b) at a  $\simeq 56$  AU projected separation. Follow-up observations at 1.66 and 2.18  $\mu\text{m}$  yielded a null detection, suggesting extremely red colors for the planet and the need for deeper direct imaging data. In this Letter, we report H (1.7  $\mu\text{m}$ ) and K<sub>1</sub> (2.05  $\mu\text{m}$ ) band detections of HD 95086 b from Gemini Planet Imager commissioning observations taken by the GPI team. The planet's position in both spectral channels is consistent with the NaCo measurements and confirm it to be comoving. Our photometry yields colors of H-L' =  $3.6 \pm 1.0$  mag and K<sub>1</sub>-L' =  $2.4 \pm 0.7$  mag, consistent with previous 5- $\sigma$  upper limits in H and Ks. HD 95086 b photometry best matches that of 2M 1207 b and HR 8799 cde. Comparing its spectral energy distribution to BT-SETTL and LESIA planet atmospheric models yields  $T_{\text{eff}} \sim 600\text{-}1500$  K and  $\log g \sim 2.1\text{-}4.5$ . "Hot-start" evolutionary models yield  $M = 5 \pm 2 M_{Jup}$ . "Warm-start" models reproduce the combined absolute fluxes of the object for  $M = 4\text{-}14 M_{Jup}$  for a wide range of plausible initial conditions ( $S_{\text{init}} = 8\text{-}13 k_B/\text{baryon}$ ). HD 95086 b's color-magnitude diagram location and its estimated  $T_{\text{eff}}$ , and  $\log g$  suggest that the planet is a peculiar L-T transition object with an enhanced amount of photospheric dust.

**Key words.** instrumentation: adaptive optics - planets and satellites: detection - Planets and satellites: atmospheres - stars: individual (HD95086)

## 1. Introduction

HD 95086 b is a directly imaged planet ( $5 \pm 2 M_J$ ,  $a_{\text{proj}} = 55.7 \pm 2.5$  AU) discovered by Rameau et al. (2013a) in L' (3.8  $\mu\text{m}$ ) with VLT/NaCo (Lenzen et al. 2003; Rousset et al. 2003) around the young A8 star HD 95086 ( $M \sim 1.6 M_{\odot}$ ), a member of the Lower Centaurus Crux subgroup (17  $\pm$  4 Myr, Pecaute et al. 2012; Meshkat et al. 2013). Additional L' images taken later in 2013 confirmed that the object is co-moving with its star (Rameau et al. 2013b).

NaCo Ks (2.18  $\mu\text{m}$ ) and NICI (Chun et al. 2008) H band (1.65  $\mu\text{m}$ ) observations failed to reveal the planet (Rameau et al. 2013a; Meshkat et al. 2013). However, 5  $\sigma$  lower limits of Ks-L' =  $1.2 \pm 0.5$  mag and H-L' =  $3.1 \pm 0.5$  mag suggest that the planet may have extremely red colors, similar to the young planets HR 8799 bcde and 2M 1207 b (Chauvin et al. 2004; Marois et al. 2008; Marois et al. 2010a) which have very dusty/cloudy atmospheres (Barman et al. 2011; Currie et al. 2011). Higher contrast near-IR data able to detect HD 95086 b can provide better comparisons to these objects and better constrain its atmosphere.

In this Letter, we present detections of HD 95086 b with the recently installed Gemini Planet Imager (GPI, Mac-

intosh et al. 2014) on Gemini South from public data as a part of GPI commissioning observations (Perrin et al. 2014). The data (acquired and reduced by the GPI team), their analysis, and the detections are presented in § 2. In § 3, we combine GPI H and K<sub>1</sub> photometry with NaCo L' photometry to constrain HD 95086 b's physical properties.

## 2. Observations and data reduction

GPI is a new instrument to image and characterize planets around young nearby bright stars, combining an extreme adaptive optics system, coronagraphs, and an integrated field spectrograph (IFS). The IFS platescale is  $14.3 \pm 0.3$  mas.px<sup>-1</sup> for a 2.8'' field-of-view (FOV) and the true North position angle is given within 1 deg<sup>1</sup>.

The HD 95086 spectral data were obtained at H (1.5 – 1.8  $\mu\text{m}$ , R=44 – 49) and K<sub>1</sub> (1.9 – 2.19  $\mu\text{m}$ , R=62 – 70) on 2013 Dec. using apodized Lyot coronagraphs (Tab. 1) and angular differential imaging (ADI, Marois et al. 2006a). Conditions were good: 0.43'' and 0.6'' DIMM seeing, air masses of 1.32 and 1.34, and coherence times of 19 ms and 17 ms, respectively. The GPI commissioning team used their pipeline for bad pixel removal, destriping, non-linearity

<sup>\*</sup> based on public data taken at the GPI commissioning.

<sup>1</sup> <http://planetimager.org/>

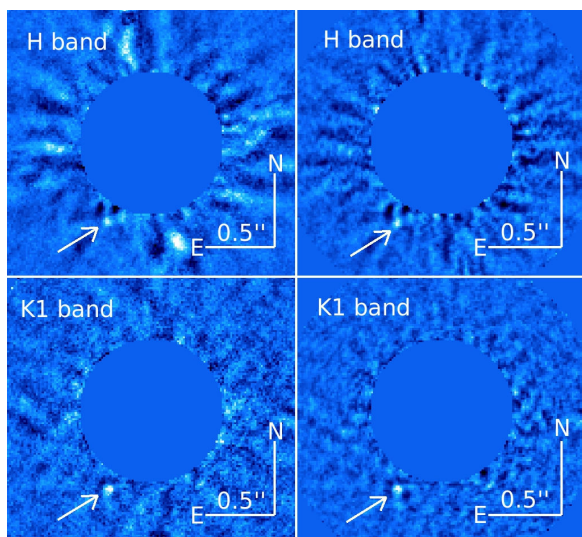
**Table 1.** Observing log of HD 95086 with GPI

Date	Filter	Coro mask diam (mas)	DIT(s) $\times$ NDITS $\times$ Nb $\lambda$	Nb images	FOV rotation ( $^\circ$ )
2013/12/10	K <sub>1</sub> -coro	306	119.29278 $\times$ 1 $\times$ 37	17	11.7
2013/12/11	H-coro	246	119.29278 $\times$ 1 $\times$ 37	21	15.0

**Notes.** Date, filter, occulting mask diameter, exposure, numbers of coadds, of spectral channels, of images, and FOV rotation.

and persistence corrections, flat-fielding, wavelength calibration, and converting the data into spectral data cubes. We use the data cubes relying on the GPI pipeline quality. The data are made of 21 and 17 spectral cubes at H and K<sub>1</sub> bands, respectively, consisting of 37 spectral channels each.

To further process the data, we registered each slice of the spectral cubes using the barycenter of the four satellite spots (attenuated replica of the central star PSF induced by a grid placed in a pupil plane, Marois et al. 2006b). Then, we minimized the speckle noise in each slice using independent pipelines each adopting various methods (Marois et al. 2006a; Lafrenière et al. 2007; Lagrange et al. 2010; Boccaletti et al. 2012; Chauvin et al. 2012; Soummer et al. 2012; Currie et al. 2013; Marois et al. 2014) used for ADI and spectral differential imaging (SSDI, Racine et al. 1999). Finally, all slices were mean-combined to yield an integrated broad-band image to maximize the signal-to-noise ratio (SNR) of any off-axis source. Binning images in wavelength and suppressing the speckles (ADI), or suppressing the speckles in each spectral channel (ADI/ADI+SSDI) and binning images give similar results, and all our pipelines recover HD 95086 b which is the sole bright spot at the expected separation. Thus, we provide the first detections at H and K<sub>1</sub> bands (Fig. 1) with SNR  $\sim$  3-4 and 5-6, respectively. The central bright speckles are masked up to 500 mas. These are the first detections of HD 95086 b with an other instrument than NaCo/VLT. No spectrum can be extracted given the low SNRs.



**Fig. 1.** Final images of the HD 95086 system at H (top) and K<sub>1</sub> (bottom) bands from two of our pipelines. The planet (arrow) is detected in all images. The bright speckles are masked up to 500 mas from the central star.

To estimate the planet's flux and position, we needed unsaturated GPI PSFs. As GPI cannot acquire off-axis ob-

servations of the star, we calibrated photometry and astrometry using the satellite spots which are expected to have same shape and brightness for a given filter. In laboratory the spot to central star flux ratios were  $2.035 \times 10^{-4}$  (9.23 mag) and  $2.695 \times 10^{-4}$  (8.92 mag) at H and K<sub>1</sub> bands<sup>1</sup>. To check these values, we compared H and K photometry of HD 8049 B (VLT/NACO-SINFONI, Zurlo et al. 2013) to our measurements derived from public GPI HD 8049 data. Assuming the object is not photometrically variable with time and the laboratory spot contrasts, GPI and VLT photometry are consistent within  $\epsilon_1 = 0.2$  mag, which we take as the error on the ratios. Given these ratios, we assessed biases induced by our processing by injecting fake point sources (i.e. unsaturated PSFs) into the data before applying speckle suppression techniques (Lagrange et al. 2010; Marois et al. 2010b; Chauvin et al. 2012; Galicher et al. 2012). We obtained templates of the planet image. Adjusting the flux of the templates, we found the planet photometry and the fitting error  $\epsilon_2$  which depends on the detection quality.  $\epsilon_2$  is 0.8 mag and 0.3 mag at H and K<sub>1</sub>. Finally, we estimated the variation  $\epsilon_3$  of stellar flux over the sequence with the variation of spot flux.  $\epsilon_3$  is 0.2 mag and 0.3 mag over the H and K<sub>1</sub> sequences including the variations between spots. The resulting photometric error is the quadratic error, which is dominated by the low SNR at H and is a mix of all errors at K<sub>1</sub>.

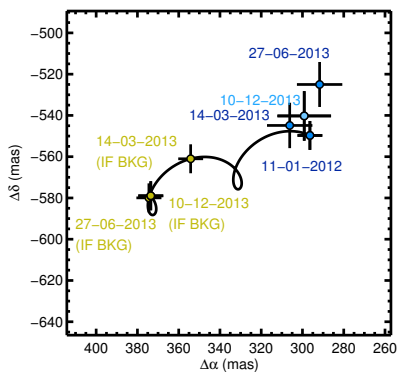
For the astrometric error, we considered uncertainties in the centroiding accuracy of individual slices ( $\leq 0.3$  pixel), the plate scale (0.02 pixel), the planet template fit (0.7 pixel at H, 0.5 pixel at K<sub>1</sub>), and the North position angle (1 deg). The error is dominated by the low SNRs of the detections and the generic GPI calibrations. The current precision is good enough to assess the comoving status of the companion (Fig. 2). We tried to use the astrometric standard HD 8049 B in GPI data to better constrain the North orientation. We did not succeed because of the high orbital motion of HD 8049 B and no contemporary observation from other instruments.

Final measurements are presented in Tab. 2. We include revised 2012 NaCo L' photometry obtained by 1) better calibrating the planet's signal (as in Currie et al. 2013) and 2) precisely deriving the L' neutral density (ND) filter throughput (used to flux-calibrate HD 95086) by comparing ND and unsaturated  $\beta$  Pic data.

### 3. Characterization

We convert the contrast ratios (Tab. 2) to absolute magnitudes  $M_H = 15.29 \pm 0.91$  mag,  $M_{K_1} = 14.11 \pm 0.51$  mag, and  $M_{L'} = 11.44 \pm 0.22$  mag using the 2MASS and WISE W1 (Cutri et al. 2003, 2012) photometry of the star<sup>2</sup>.

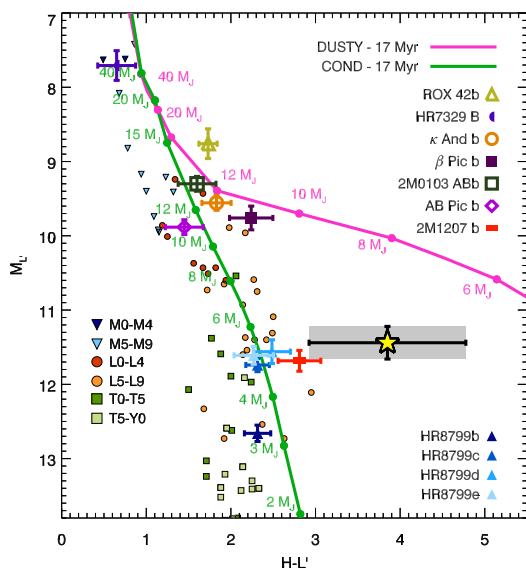
<sup>2</sup> Correction factors from the GPI/NaCo and 2MASS/WISE photometry, derived from the spectrum of an A7III star in the Pickles et al. (1998) library, are negligible.



**Fig. 2.** HD 95086 b positions from its star in RA ( $\Delta\alpha$ ) and DEC ( $\Delta\delta$ ). GPI and NaCo measurements are in blue and expected positions of a background object are in yellow.

**Table 2.** HD 95086 b photometry and astrometry at H and K<sub>1</sub> (GPI data) and L' (Rameau et al. 2013a,b, and revision\*).

Date	Filter	Sep (mas)	PA( $^{\circ}$ )	$\Delta m$
2013/12/11	H	$633 \pm 17$	$150.6 \pm 1.7$	$13.1 \pm 0.9$
2013/12/10	K <sub>1</sub>	$623 \pm 15$	$151.4 \pm 1.5$	$12.1 \pm 0.5$
2013/03/24	L'	$626.1 \pm 12.8$	$150.7 \pm 1.3$	$9.71 \pm 0.56$
2012/01/11	L'	$623.9 \pm 7.4$	$151.8 \pm 0.8$	$9.79 \pm 0.40$
2012/01/11	L'	$623.9 \pm 7.4$	$151.8 \pm 0.8$	$9.48 \pm 0.19^*$



**Fig. 3.** Color-magnitude diagram using the new H band photometry of HD 95086 b (yellow star). The data draw from Bonnefoy et al. (2013), Bonnefoy et al. (2014), Currie et al. (2014).

Combining the H band GPI data with revised NaCo L' data, we compare HD 95086 b's L'/H-L' color-magnitude diagram position to that of young companions, field dwarfs (Leggett et al. 2010, 2013), and LYON's evolutionary tracks (Chabrier et al. 2000; Baraffe et al. 2003) generated for the GPI/NaCo passbands<sup>3</sup>. We convert the GPI measurements to H photometry applying correction factors

<sup>3</sup> <http://phoenix.ens-lyon.fr/simulator/index.faces>

**Table 3.** Physical parameters predicted by “hot-start” evolutionary models for the observed absolute magnitudes.

Model	SED		L'	
	BT-SETTL	Lesia	Dusty	Cond
T <sub>eff</sub> (K)	$1050^{+450}_{-450}$	$1200^{+300}_{-300}$	$916^{+43}_{-44}$	$1108^{+66}_{-65}$
log g (dex)	$4.0^{+0.5}_{-0.5}$	$3.3^{+1.2}_{-1.2}$	$3.8^{+0.1}_{-0.1}$	$3.9^{+0.1}_{-0.1}$
M (M <sub>Jup</sub> )	—	—	$4.5^{+1}_{-1}$	$5.5^{+1.5}_{-1.5}$

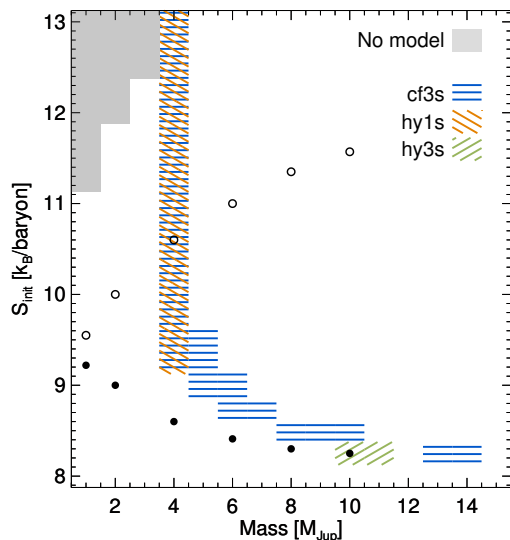
derived from published spectra, the filter transmissions, and a spectrum of Vega. HD 95086 b lies at the L-T transition in this diagram such as other young (8-30 Myr) planets like HR 8799 cde (Marois et al. 2008; Marois et al. 2010a) and 2M1207 b (Chauvin et al. 2004). Its red H-L' color compared to the sequence of field dwarf objects (Leggett et al. 2010, 2013) suggests a high content of photospheric dust (Barman et al. 2011; Currie et al. 2011), owing to reduced surface gravity (e.g. Fig. 11 of Marley et al. 2012).

We build the 1.5-4.8  $\mu$ m spectral energy distribution (SED) of the planet following Bonnefoy et al. (2013), combining the GPI photometry to the L' one. The normalized SED (at L') is most compatible with the young exoplanets HR 8799 bcde and 2M1207 b, but is redder. Its colors are also  $\sim 1$  mag redder than those of the benchmark dusty L6.5-L7.5 field dwarf 2MASS J22443167+2043433 (Dahn et al. 2002; Stephens et al. 2009).

We also compare HD 95086 b's SED to predictions from grids of synthetic spectra for BT-SETTL (Allard et al. 2012) and LESIA atmospheric models (Baudino et al. 2014). Each synthetic SED is normalized to the HD 95086 b SED at L'. The BT-SETTL grid covers  $400 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 3500 \text{ K}$  with 50 to 100 K increments,  $-0.5 \leq \log g \leq 6.0$  dex with 0.5 dex increments, and  $M/H=0.0$  or  $+0.5$  dex. BT-SETTL models that reproduce HD 95086 b's photometry have  $600 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 1500 \text{ K}$  and  $3.5 \text{ dex} \leq \log g \leq 4.5$  dex. The three LESIA grids assume  $700 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 2100 \text{ K}$ ,  $2.1 \leq \log g \leq 4.5$  dex, and solar abundances: one without clouds and two with clouds of Fe and Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> particles. For each LESIA model, we select the planet radius that minimizes  $\chi^2$  between the observed and calculated apparent magnitudes. We only keep models with a radius in a realistic range derived from evolution models (0.6 to 2 Jupiter radii Mordasini et al. 2012). All LESIA models that reproduce the HD 95086 b photometry have  $900 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 1500 \text{ K}$  and  $2.1 \text{ dex} \leq \log g \leq 4.5$  dex.

The planet mass cannot be derived from the atmosphere models and evolutionary models are needed. Comparing the planet's L' luminosity to “Hot-start” DUSTY and COND models for an age of  $17 \pm 4$  Myr, we find a planet mass of  $M=5 \pm 2 M_{\text{Jup}}$  (Tab. 3). We do not use the H and K<sub>1</sub> photometries because they are not well reproduced by the models for an object at the L-T transition (larger uncertainties than for L'). The models predict T<sub>eff</sub> and log g in agreement with those derived from the SED fit.

Alternatively, we use the “warm-start” models (Spiegel&Burrows 2012) to account for possible different initial conditions for the planet (parameterized by the initial entropy between 8 and 13 k<sub>B</sub>/baryon). The models assume solar metallicity and 3x enriched atmospheres with/without dust clouds as boundary conditions. Synthetic SED are generated from predicted spectra



**Fig. 4.** Combination of initial entropies ( $S_{init}$ ) and masses (shaded areas) for which the planet  $1.6\text{--}4.8\ \mu\text{m}$  photometry are reproduced by the warm-start models of Spiegel & Burrows (2012) with  $1\sigma$ . Three boundary conditions are considered: with (hy) and without (cf) cloudy atmospheres, at solar (1s) and  $3x$  solar (3s) metallicity. Initial entropies for the cold-start (filled circles) and hot-start (open circles) models of Marley et al. (2007) are overlaid.

of planets<sup>4</sup>. For the full range of initial entropies we consider, models assuming masses of  $4\text{--}14\ M_{Jup}$  match HD 95086 b’s SED (Fig. 4). However, for much of this range ( $S_{init} = 9.5\text{--}13$ ) a mass of  $4\ M_{Jup}$  is favored.

## 4. Conclusions

We report the near-IR detections of HD 95086 b from GPI public commissioning data. We confirm the companion is comoving with HD 95086 and we derive the first estimations of its magnitudes with respect to its star:  $H = 13.1 \pm 0.9$  and  $K_1 = 12.1 \pm 0.5$ .

While HD 95086 b’s mid-IR luminosity is most consistent with an L-T transition object, it has redder near-IR colors than other young, imaged planet-mass companions. This is consistent with a very dusty and low surface gravity atmosphere.

Comparison to atmosphere models provides  $600\ \text{K} \leq T_{\text{eff}} \leq 1500\ \text{K}$  and  $2.1\ \text{dex} \leq \log g \leq 4.5\ \text{dex}$ . Evolutionary models are consistent with a mass of  $5 \pm 2\ M_{Jup}$ . However, it relies on the use of models that are affected by systematic errors difficult to quantify due to the lack of young objects at the L/T transition.

Further, higher precision spectroscopic and photometric data for HD 95086 b are required to refine the planet’s properties.

**Acknowledgments:** we thank the consortium who built the GPI instrument and the data analysis team for developing reduction tools. We are grateful to Dave Spiegel and Adam Burrows for making the warm-start models publicly available. JR, MB, GC, and AML acknowledge financial support from the

<sup>4</sup> <http://www.astro.princeton.edu/~burrows/warmstart/spectra.tar.gz>

French National Research Agency (ANR) through project grant ANR10-BLANC0504-01. This research has benefitted from the SpeX Prism Spectral Libraries, maintained by Adam Burgasser at <http://pono.ucsd.edu/~adam/browndwarfs/spexprism>. JLB PhD is funded by the LabEx “Exploration Spatiale des Environnements Planétaires” (ESEP) # 2011-LABX-030. TC is supported by a McLean Postdoctoral Fellowship.

## References

- Allard, F., Batten, A., Budding, E., et al. 2012, *IAU Proceedings*, 282, 235.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T., Allard, F., & Hauschildt, P. 2003, *Astronomy and Astrophysics*, 402, 701.
- Barman, T., Macintosh, B., Konopacky, Q. M., Marois, C., 2011, *ApJ*, 735, L39
- Baudino, J.-L., Brézard, B., Boccaletti, A., Bonnefoy, M., Lagrange, A.-M., 2014, *IAU Proceedings*, 299, 277.
- Boccaletti, A., Augereau, J.-C., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *A&A*, 544, 85
- Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *A&A*, 555, 107
- Bonnefoy, M., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2014, *A&A*, 562, 127
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., Hauschildt, P. 2000, *ApJ*, 542, 464.
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, *A&A*, 425, 29.
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Beust, H., et al. 2012, *A&A*, 542, A41.
- Chun, M., Toomey, D., Wahhaj, Z., et al. 2008, *Proc. SPIE*, 7015, 70151V.
- Currie, T., Burrows, A., Itoh, Y., et al., 2011, *ApJ*, 729, 128
- Currie, T., Burrows, A., Madhusudhan, N., et al. 2013, *ApJ*, 776, 15
- Currie, T., Daemgen, S., Debes, J. H., et al., 2014, *ApJ*, 780, L30
- Cutri, R., Skrutskie, M., Van Dyk, S., et al. 2003, *VizieR On-line Data Catalog: II/246*.
- Cutri, R., Skrutskie, M., Van Dyk, S., et al. 2012, *VizieR On-line Data Catalog: II/311*.
- Dahn, C., Harris, H., Vrba, F., et al. 2002, *ApJ*, 124, 1170.
- Galicher, R., & Marois, C. 2012, proceedings of the AO4ELT conference, P25.
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *ApJ*, 660, 770.
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57.
- Leggett, S., Burningham, B., Saumon, D., et al. 2010, *ApJ*, 710, 1627.
- Leggett, S., Morley, C., Marley, M., et al. 2013, *ApJ*, 763, 130.
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, *Proc. SPIE*, 4841, 944.
- Marley, M., Fortney, J., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J. 2007, *ApJ*, 655, 541.
- Marley, M., Saumon, D., Cushing, M. et al. 2012, *ApJ*, 754, 135.
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006a, *ApJ*, 641, 556.
- Marois, C., Lafrenière, D., Macintosh, B., & Doyon, R. 2006b, *ApJ*, 647, 612.
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348.
- Marois, C., Macintosh, B., Véran, J.-P. 2010a, *Proc. SPIE*, 7736, 77361.
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q., et al. 2010b, *Nature*, 468, 1080.
- Marois, C., Correia, C., Véran, J.-P., Currie, T. 2014, *IAU symposium*, 299, 48-49.
- Macintosh, B., Graham, J., Ingraham, P. et al. 2014, *accepted in the Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*.
- Meshkat, T., Bailey, V., Rameau, J., et al. 2013, *ApJ*, 775, L40.
- Mordasini, C., Alibert, Y., Georgy, C., et al. 2012, *ã*, 547, A112.
- Pecaut, M.-J., Mamajek, E. E., & Bubar, E. J. 2012, *ApJ*, 746, 154.
- Perrin, M. & GPI Instrument and Science teams 2014, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 223, 348.
- Pickles 1998, *PASP*, 110, 863.
- Racine, R., & Nadeau, D. & Doyon, R. 1999, *ESO conference Proceedings*, 56, 377.
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013a, *A&A*, 772, L15.
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013b, *A&A*, 779, L26.
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, *Proc. SPIE*, 4839, 140-149.
- Soummer, R., Pueyo, L., & Larkin, J. 2012, *ApJ*, 755, L28.
- Spiegel, D. & Burrows, A. 2012, *ApJ*, 745, 174
- Stephens, D., Leggett, S., Cushing, M., Marley, M., Saumon, D., Geballe, T., Golimowski, D., Fan, X., Noll, K. 2009, *ApJ*, 702, 154
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653.
- Zurlo, A., Vigan, A., Hagelberg, J., et al. 2013, *ã*, 554, A21.

## 4.5 Bilan et perspectives

Les observations que j'ai effectuées avec NaCo sur cette étoile jeune et massive possédant un disque de débris ont permis de détecter un compagnon de masse planétaire.

Avec une masse de  $5 M_{\text{Jup}}$ , HD 95086 b possède une masse similaire à GJ 504 b (Kuzuhara et al. 2013) et 2M1207 b<sup>1</sup> (Chauvin et al. 2004) et est moins massive que les autres planètes détectées jusqu'à présent<sup>2</sup>. La séparation étoile-planète ( $\simeq 56$  ua) est similaire à celle de  $\kappa$  And b (Carson et al. 2013b), inférieure à celle de HR 8799 b mais plus grande que celles de  $\beta$  Pic b, GJ 504 b et HR 8799 cde. Ayant un rapport de masse  $q \simeq 0.002$  avec HD 95086, il est probable qu'elle se soit formée dans un disque circumstellaire comme les planètes autour de  $\beta$  Pic et HR 8799 mais sa grande séparation pose des interrogations quant aux scénarios classiques comme discuté dans le chapitre 1.

J'ai également engagé un suivi photométrique afin de contraindre les propriétés de la planète. HD 95086 b étant intrinsèquement intéressante et également faiblement lumineuse, elle fut une cible idéale pour tester les capacités de GPI en terme de contrastes. Ces nouvelles observations nous ont permis de mieux contraindre ses propriétés atmosphériques. La DSE reconstruite à partir des points en H, K, et L' est présentée dans la figure 4.8. Les DSE de 2M1207 b, HR 8799 bcde, et  $\beta$  Pic b, normalisées à la photométrie L' de HD 95086 b ont été ajoutées pour comparer. Il apparait immédiatement que la DSE de HD 95086 b est atypique. Elle se rapproche de celles de 2M 1207 b et HR 8799 bcde mais pique d'avantage vers le rouge. En comparant avec des naines rouges L-T à faible gravité de surface de Dahn et al. (2002); Stephens et al. (2009), HD 95086 b est plus rouge d'une magnitude que la naine L7.5 2M 2244+2043.

Les futures études de HD 95086 devront échantillonner d'avantage sa DSE et également essayer d'obtenir des spectres pour déterminer précisément son type spectral, sa température et sa gravité de surface, tenter de détecter de l'absorption moléculaire de méthane, d'eau, de monoxyde de carbone (qui est attendue d'après nos premières études) et si possible, mesurer l'abondance relative de carbone et d'oxygène (e.g., Konopacky et al. 2013). HD 95086 b va être un objet de référence pour étudier les phénomènes de chimie hors équilibre causés par la faible gravité de surface (e.g., Barman et al. 2011; Marley et al. 2012). A la transition L/T, Burgasser et al. (2002) ont proposé que la couche nuageuse caractéristique du type L fragmente et laisse passer le flux provenant des couches plus profondes de l'atmosphère. HD 95086 b serait alors une cible de premier choix pour étudier une possible variabilité photométrique engendrée par la rotation de la planète sur son axe; de telles variations sont observées sur des naines brunes de même type spectral (e.g., Artigau et al. 2009; Buenzli et al. 2012; Apai et al. 2013; Buenzli et al. 2014; Biller et al. 2013; Crossfield et al. 2014). Cependant, un tel type d'étude va nécessiter d'accéder à un contraste suffisant pour avoir un S/B élevé sur l'objet, une grande stabilité de l'instrument et une cadence importante pour échantillonner sur la période de rotation.

Si l'on fait l'hypothèse que la planète et le disque partagent le même plan et que l'on croit à l'inclinaison du disque reportée par Moór et al. (2013) ( $\simeq 25$  deg), alors HD 95086 b est vue à une séparation physique de  $\simeq 61.5$  ua. Les premières contraintes sur le disque placent la limite interne de l'anneau externe à environ 64 ua. Il devient alors tentant de penser que HD 95086 b pourrait sculpter ce bord interne si la taille de la zone chaotique

1. Cependant, le rapport de masse avec l'étoile centrale est de deux ordres de grandeur plus petit.

2. Les masses estimées par les mesures photométriques sont comparées ici. Des études de stabilité dynamique du système autour de HR 8799 suggèrent qu'en réalité, les masses de chacune des planètes sont plus faibles, avec pour HR 8799 b une masse potentiellement de  $3 - 5 M_{\text{Jup}}$ .

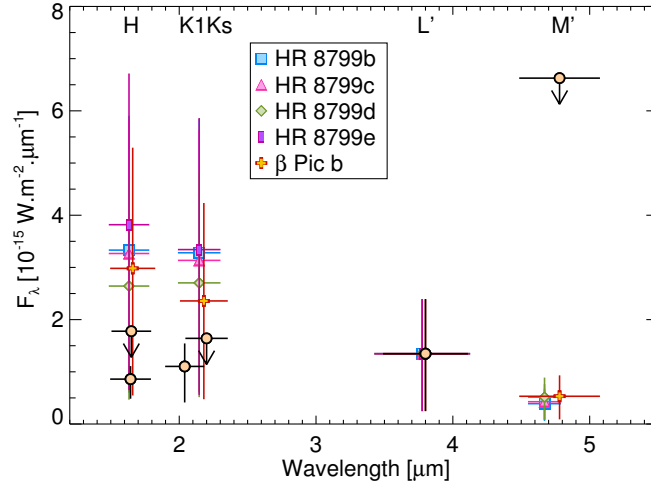


FIGURE 4.8 – Distribution spectrale d’énergie de HD 95086 b (cercles jaunes) comparée aux planètes autour de HR 8799 et  $\beta$  Pictoris. Pour la comparaison, les DSE ont été normalisées à la photométrie en L’ de HD 95086 b, barres d’erreur incluses. Les limites supérieures obtenues avec NaCo et NICI en H et Ks sont également représentées (cercle jaune avec flèche descendante).

(Wisdom 1980) qu’elle implique s’étend jusqu’à cette distance. Dans le cas d’une orbite circulaire, il est possible de relier l’écart entre ce bord interne et le demi-grand axe de la planète ( $\delta a$ ) d’après la relation  $\delta a/a = 1.3(M_p/M_\star)^{2/7}$ . En prenant en compte les incertitudes associées aux paramètres mesurés, cette relation est satisfaite. Cependant, la seule manière de tester cette hypothèse est d’effectuer un suivi de l’orbite pour déterminer l’excentricité, le demi-grand axe et le plan de révolution orbitale de HD 95086 b. Une meilleure connaissance du disque est également nécessaire pour contraindre son excentricité et la position des anneaux. Pour cela, des études ALMA mais également SPHERE avec IRDIS et ZIMPOL devront établir une cartographie spatiale de la distribution des gros grains de poussière dans l’anneau externe et essayer de localiser précisément son bord interne. La pente de la distribution, un possible décalage entre l’étoile et le centre de l’anneau seront des informations cruciales pour extraire des informations (qui peuvent être dégénérées) sur l’orbite de la planète mais également sa masse, qui pourra être comparée à la détermination basée sur la photométrie. Les structures résolues (spiraales, sur-densités) dans le disque pourront également être comparées à des simulations dynamiques afin de révéler le type d’interactions entre les planétésimaux et la planète (séculaire, résonante ou diffusive comme présentées dans le chapitre 1). Du gaz (non-primordial) pourrait être également recherché dans le disque, produit par des collisions des grains s’ils sont composés de glaces. La nature de ces grains et des planétésimaux pourra être établie mais également la masse du gaz et sa dynamique pour déterminer le sens de rotation du système. Enfin, seuls trois systèmes ont fait l’objet de telles études complémentaires jusqu’à présent ( $\beta$  Pic, HR 8799, Fomalhaut). Les résultats pourront alors être comparés à ceux de HR 8799 puisque les deux systèmes sont très similaires, HR 8799 correspondant à une étape plus tardive dans l’évolution. Les deux systèmes possèdent un anneau interne de poussières chaudes, un anneau externe froid et très étendu avec une ou plusieurs des planètes géantes entre les deux régions. On peut enfin remarquer que la quantité de poussières autour de HD 95086 est plus importante que celle autour de HR 8799, une conclusion peut



être en lien avec l'âge plus faible de l'étoile.

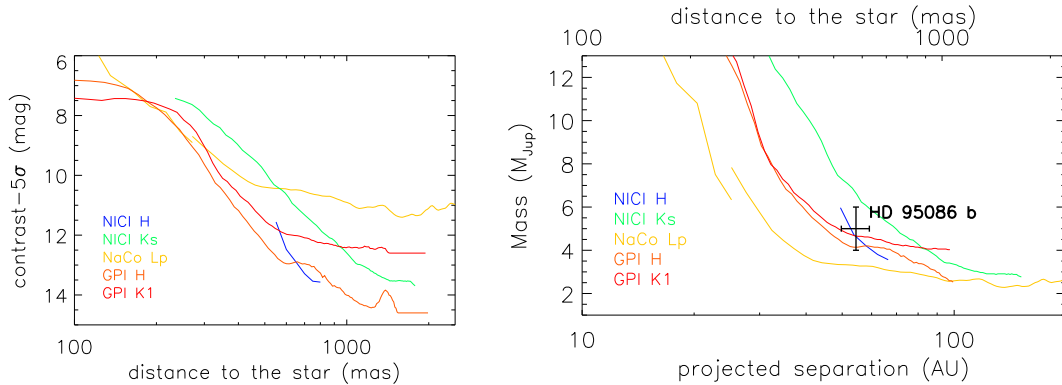


FIGURE 4.9 – Limites de détection exprimées en contraste à  $5\sigma$  (**gauche**) et masse (**droite**) d'après les modèles d'évolution COND et d'atmosphère BT-SETTL, en fonction de la séparation projetée. Les meilleurs observations dans chaque bande ont été compilées.

Afin de contraindre la présence de planètes dans la cavité, j'ai déterminé les limites de détection avec chacune des observations en fonction de la séparation projetée (voir figure 4.9). Je n'ai détecté aucune autre planète dans l'ensemble des jeux de données. En terme de contrastes, les données GPI en H se trouvent être les plus profondes suivies par GPI en K1, NICI en H, et enfin NaCo en L'. Cependant, la conversion masse-luminosité vient renverser cet ordre. La bande L' m'a permis d'exclure la présence de compagnons aussi légers que HD 95086 b de 40 ua jusqu'à 1200 ua. J'ai également limité la masse d'un quelconque compagnon à moins de  $11 - 6 M_{\text{Jup}}$  au delà de  $20 - 30$  ua. En prenant en compte ces contraintes, les caractéristiques de la cavité et faisant l'hypothèse d'orbites circulaires, trois planètes, en plus de HD 95086 b, seraient nécessaire entre 8 et 40 ua pour assurer le maintien de cette cavité. Des observations plus profondes avec SPHERE et GPI permettront de détecter d'éventuelles autres planètes géantes qui pourraient expliquer la cavité ou poser des contraintes plus fortes en cas de non-détection. Sonder les parties les plus internes du système par spectroscopie Doppler et interférométrie sera également fondamental pour avoir une couverture complète du système.

L'étude approfondie de quelques systèmes particuliers permet d'apporter des éléments essentiels quant à la physique des atmosphères des planètes géantes mais également des mécanismes de formation et d'évolution. Je présente dans le chapitre suivant une démarche complémentaire qui consiste en l'analyse d'un grand relevé visant à établir des contraintes statistiques sur ces phénomènes.



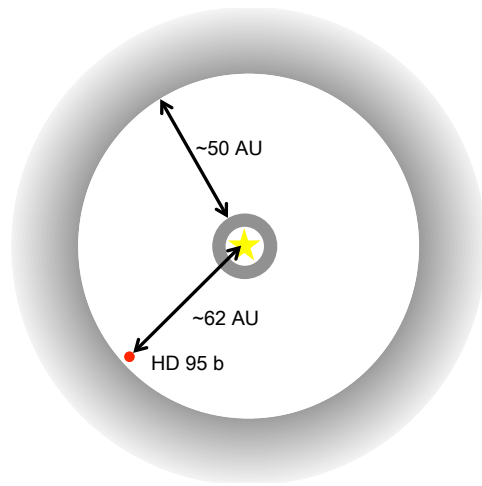


FIGURE 4.10 – Vue schématique du système planétaire autour de HD 95086 b en utilisant les contraintes actuelles sur le disque de débris et la position de la planète.

# Chapitre 5

## Etude statistique de la population de planètes géantes sur des orbites éloignées autour d'étoiles jeunes et proches

### Sommaire

---

5.1	Article A&A : A survey of young, nearby, and dusty stars conducted to understand the formation of wide-orbit giant planets . . . . .	102
5.2	Discussion des résultats . . . . .	123
5.3	Influence de la masse de l'étoile centrale . . . . .	125
5.4	Bilan et perspectives . . . . .	128

---

**A**vec l'installation des premiers instruments d'optique adaptative sur les grands télescopes au sol et les nouvelles performances de HST dans les années 2000, un certain nombre de grands relevés a été effectué afin d'imager des compagnons naines brunes et planètes extra-solaires autour d'étoiles jeunes et proches, généralement analogues au Soleil (type FGK). La table 5 résume l'ensemble des études. Ces relevés ont permis de détecter plusieurs naines brunes à des séparations projetées supérieures à une centaine d'unités astronomiques (Lowrance et al. 2000; Chauvin et al. 2005; Lafrenière et al. 2008) mais aucune exoplanète n'a été détectée malgré des contrastes atteints supérieurs à 10–12 mag au delà de 1". Les seules exceptions restent la découverte du compagnon 2M 1207334-393254 b ( $5 M_{\text{Jup}}$  à  $\simeq 55$  AU, Chauvin et al. 2004) et AB Pic b ( $13.5 M_{\text{Jup}}$  à 250 ua, Chauvin et al. 2005) – mais leurs mécanismes de formation diffèrent certainement de ceux que l'on attend pour les exoplanètes (voir chapitre 1) – et celle du système autour de HR 8799 (Marois et al. 2008, 2010). D'autres géantes gazeuses ont été détectées mais en dehors de ces grands programmes (e.g., Lagrange et al. 2009a). Néanmoins, les études statistiques menées sur ces relevés ont montré que moins de 10 – 20 % des étoiles observées possèdent des compagnons plus massifs que 4 – 5  $M_{\text{Jup}}$  au delà de quelques dizaines d'unités astronomiques (table 5.2).

En 2009, l'ADI a été testé et validé sur NaCo, permettant des gains en contraste de une à deux magnitudes par rapport aux observations classiques et une meilleure sensibilité à faible séparation angulaire. Ces performances ont ouvert de nouvelles perspectives en

## CHAPITRE 5 : Etude statistique de la population de planètes géantes sur des orbites éloignées autour d'étoiles jeunes et proches

TABLE 5.1 – Synthèse des relevés en imagerie directe dédiés à la recherche de compagnons de masse planétaire et ciblant des étoiles jeunes ( $< 100$  Ma), moyennement âgées et âgées ( $0.5 - 1$  Ga) et proches ( $< 100$  pc). Table tirée de Chauvin et al. (2014).

Référence	Télescope	Instr.	Mode	Filtre	FoV ( $'' \times ''$ )	#	SpT	Age (Ma)
Chauvin et al. 2003	ESO3.6m	ADONIS	I-Cor	$H, K$	$13 \times 13$	29	GKM	$\lesssim 50$
Neuhäuser et al. 2003	NTT	Sharp	I-Sat	$K$	$11 \times 11$	23	AFGKM	$\lesssim 50$
	NTT	Sofi	I-Sat	$H$	$13 \times 13$	10	AFGKM	$\lesssim 50$
Lowrance et al. 2005	HST	NICMOS	I-Cor	$H$	$19 \times 19$	45	AFGKM	$10 - 600$
Masciadri et al. 2005	VLT	NaCo	I-Sat	$H, K$	$14 \times 14$	28	KM	$\lesssim 200$
Biller et al. 2007	VLT	NaCo	SDI	$H$	$5 \times 5$	45	GKM	$\lesssim 300$
	MMT		SDI	$H$	$5 \times 5$	-	-	-
Kasper et al. 2007	VLT	NaCo	I-Sat	$L'$	$28 \times 28$	22	GKM	$\lesssim 50$
Lafrenière et al. 2007	Gemini-N	NIRI	ADI	$H$	$22 \times 22$	85		$10-5000$
Apai et al. 2008 <sup>a</sup>	VLT	NaCo	SDI	$H$	$3 \times 3$	8	FG	$12-500$
Chauvin et al. 2010	VLT	NaCo	I-Cor	$H, K$	$28 \times 28$	88	BAFGKM	$\lesssim 100$
Heinze et al. 2010ab	MMT	Clio	ADI	$L', M$	$15.5 \times 12.4$	54	FGK	$100-5000$
Janson et al. 2011	Gemini-N	NIRI	ADI	$H, K$	$22 \times 22$	15	BA	$20-700$
Vigan et al. 2012	Gemini-N	NIRI	ADI	$H, K$	$22 \times 22$	42	AF	$10-400$
	VLT	NaCo	ADI	$H, K$	$14 \times 14$	-	-	-
Delorme et al. 2012	VLT	NaCo	ADI	$L'$	$28 \times 28$	16	M	$\lesssim 200$
Rameau et al. 2013a <sup>a</sup>	VLT	NaCo	ADI	$L'$	$28 \times 28$	59	AF	$\lesssim 100$
Yamamoto et al. 2013	Subaru	HiCIAO	ADI	$H, K$	$20 \times 20$	20	FG	$125 \pm 8$
Biller et al. 2013	Gemini-S	NICI	Cor-ASDI	$H$	$18 \times 18$	80	BAFGKM	$\lesssim 200$
Nielsen et al. 2013	Gemini-S	NICI	Cor-ASDI	$H$	$18 \times 18$	70	BA	$50-500$
Wahhaj et al. 2013 <sup>a</sup>	Gemini-S	NICI	Cor-ASDI	$H$	$18 \times 18$	57	AFGKM	$\sim 100$
Janson et al. 2013 <sup>a</sup>	Subaru	HiCIAO	ADI	$H$	$20 \times 20$	50	AFGKM	$\lesssim 1000$
Brandt et al. 2014	Subaru	HiCIAO	ADI	$H$	$20 \times 20$	63	AFGKM	$\lesssim 500$
Chauvin et al. 2014	VLT	NaCo	ADI	$H$	$28 \times 28$	86	FGK	$\lesssim 200$

**Notes :** Les télescopes et instruments, le mode d'observation (I-Cor : imagerie coronographe, I-Sat : imagerie saturée), le champ de vue (FoV), le nombre d'étoiles observés (#), le type spectral (SpT) et l'âge sont indiqués. <sup>a</sup> identifie les relevés dédiés aux étoiles à disque de débris.

terme de détections de compagnons de plus faibles masses à des séparations plus faibles qu'auparavant. Un grand relevé a donc été initié à l'IPAG à cette date dans le but d'étudier de manière compréhensive et statistiquement significative la fréquence des planètes autour d'étoiles jeunes et proches. A mon arrivée en thèse, j'ai pris le relais pour mener ce relevé, proposer de nouvelles cibles, réaliser les observations, la réduction de données puis l'analyse complète de l'échantillon.

L'échantillon observé dans le cadre de ce relevé suit une logique précise : les étoiles ciblées sont des analogues à  $\beta$  Pictoris et HR 8799, c'est à dire des étoiles jeunes, précoces et possédant des disques de débris. La découverte des planètes autour de ces deux étoiles, la corrélation entre fréquences des planètes géantes internes et la masse de l'étoile hôte d'après les relevés de spectroscopie Doppler (Johnson et al. 2007) et l'augmentation de la fréquence de ces géantes avec la séparation jusqu'à 5 ua (Cumming et al. 2008) peuvent éventuellement suggérer que ces étoiles possèdent une population de géantes gazeuses au delà de 5 ua encore non vue. Les étoiles ont donc été sélectionnées selon leur âge ( $< 100$  Ma et appartenant à des associations jeunes pour la plupart), leur distance ( $< 100$  pc), leur masse (AF pour la plupart), leur brillance ( $K < 7$  mag) et la présence d'un excès infrarouge dans leur distribution spectrale d'énergie, signe de la présence de poussières. Le relevé se compose finalement de 59 étoiles. L'étude statistique que j'ai menée sur ce relevé est restreinte à un sous-échantillon qui contient plus de 50 % des étoiles connues et possédant les mêmes propriétés, afin de garantir des résultats significatifs.

Etudier la population de planètes dans son ensemble permet d'identifier quels sont les mécanismes de formation en jeu. Quelle est la fréquence de géantes gazeuses sur des orbites larges ? Quelles est leur distribution en masses et en paramètres orbitaux ? Existe-t-il une corrélation entre la présence de disque de débris et la présence de géantes gazeuses ? Les mécanismes d'accrétion sur coeur ou d'instabilité gravitationnelle peuvent-ils reproduire les observables ?

Les résultats de cette étude ont été publiés dans l'article présenté dans la partie 5.1. Un second relevé, ciblant des étoiles de faibles masses (IP : Delorme), amène une perspective sur l'étude statistique des planètes géantes que j'introduis dans la partie 5.3 pour étudier l'influence sur la masse de l'étoile-hôte.

## **5.1 Article A&A : A survey of young, nearby, and dusty stars conducted to understand the formation of wide-orbit giant planets**

# A survey of young, nearby, and dusty stars to understand the formation of wide-orbit giant planets

## VLT/NaCo adaptive optics thermal and angular differential imaging<sup>\*</sup>

J. Rameau<sup>1</sup>, G. Chauvin<sup>1</sup>, A.-M. Lagrange<sup>1</sup>, H. Klahr<sup>2</sup>, M. Bonnefoy<sup>2</sup>, C. Mordasini<sup>2</sup>, M. Bonavita<sup>3</sup>, S. Desidera<sup>4</sup>, C. Dumas<sup>5</sup>, and J. H. Girard<sup>5</sup>

<sup>1</sup> UJF-Grenoble 1 / CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274, Grenoble, F-38041, France

e-mail: julien.rameau@obs.ujf-grenoble.fr

<sup>2</sup> Max Planck Institute für Astronomy, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany

<sup>3</sup> Department of Astronomy and Astrophysics, University of Toronto, 50 St. George Street, Toronto, Ontario, Canada M5S 3H4

<sup>4</sup> INAF - Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell' Osservatorio 5, 35122, Padova, Italy

<sup>5</sup> European Southern Observatory, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Santiago, Chile

Received December 21st, 2012; accepted February, 21st, 2013.

### ABSTRACT

**Context.** Over the past decade, direct imaging has confirmed the existence of substellar companions on wide orbits from their parent stars. To understand the formation and evolution mechanisms of these companions, their individual, as well as the full population properties, must be characterized.

**Aims.** We aim at detecting giant planet and/or brown dwarf companions around young, nearby, and dusty stars. Our goal is also to provide statistics on the population of giant planets at wide-orbits and discuss planet formation models.

**Methods.** We report the results of a deep survey of 59 stars, members of young stellar associations. The observations were conducted with the ground-based adaptive optics system VLT/NaCo at  $L'$ -band ( $3.8\mu\text{m}$ ). We used angular differential imaging to reach optimal detection performances down to the planetary mass regime. A statistical analysis of about 60 % of the young and southern A-F stars closer than 65 pc allows us to derive the fraction of giant planets on wide orbits. We use gravitational instability models and planet population synthesis models following the core-accretion scenario to discuss the occurrence of these companions.

**Results.** We resolve and characterize new visual binaries and do not detect any new substellar companion. The survey's median detection performance reaches contrasts of 10 mag at  $0.5''$  and 11.5 mag at  $1.0''$ . We find the occurrence of planets to be between 10.8 and 24.8 % at 68 % confidence level assuming a uniform distribution of planets in the interval  $[1, 13] M_J$  and  $[1, 1000]$  AU. Considering the predictions of planetary formation models, we set important constraints on the occurrence of massive planets and brown dwarf companions that would have formed by gravitational instability. We show that this mechanism favors the formation of rather massive clump ( $M_{\text{clump}} > 30 M_J$ ) at wide ( $a > 40$  AU) orbits which might evolve dynamically and/or fragment. For the population of close-in giant planets that would have formed by core accretion (without considering any planet - planet scattering), our survey marginally explore physical separations ( $\leq 20$  AU) and cannot constrain this population. We will have to wait for the next generation of planet finders to start exploring that population and even for the extremely large telescopes for a more complete overlap with other planet hunting techniques.

**Key words.** instrumentation : adaptive optics - stars : young, nearby, dusty - methods : statistical - planetary system

## 1. Introduction

Most of the giant planets have been discovered so far thanks to indirect techniques (radial velocity and transit) at short orbits ( $\leq 5$  AU). Almost 20 years of systematic search lead to numerous surveys around solar-type, lower/higher mass (Endl et al. 2006; Bonfils et al. 2013; Lagrange et al. 2009a), or even evolved stars (Johnson 2007; Lovis & Mayor 2007). The sample of detected and characterized planets thus becomes large enough to perform robust statistical analysis of the population and test planetary formation theories. In that sense, the planet occurrence frequency has been determined for giant and telluric planets.

Mayor et al. (2011) find that 50 % of solar-type stars harbor at least one planet of any mass and with period up to 100 days. This occurrence decreases to 14 % when considering giant planets larger than  $0.3 M_J$  and varies if we consider giant planets around lower/higher mass stars (Cumming et al. 2008; Johnson et al. 2010; Mayor et al. 2011) (see Table 1). These rates thus confirm that planet formation is not rare.

Observational evidences regarding close-in planets lead to favor a formation by the core-accretion mechanism (hereafter CA, e.g. Pollack et al. 1996). Sousa et al. (2011) show that the presence of close-in giant planets is correlated with the metallicity of their host stars. This correlation is also related to, if planets orbit within 3 AU, their host-star mass Lovis & Mayor (2007); Johnson et al. (2010); Bowler et al. (2010). Another correlation but between the content in heavy elements of the planets and the metallicity of their parent star has also been found (e.g.

<sup>\*</sup> Based on observations collected at the European Organization for Astronomical Research in the Southern Hemisphere, Chile, ESO : runs 084.C-0396A, 085.C-0675A, 085.C-0277B, 087.C-0292A, 087.C-0450B, 088.C-0085A, 089.C-0149A.

**Table 1.** Frequency of giant planets reported by various surveys around the full spectral type range.

Sample	Technique	Sep. range (AU)	Mass range ( $M_J$ )	Frequency (%)	Distribution (AU)	Reference
102 M	RV	$\leq 1$	$\leq 3$	1 – 5	observed	Bonfils et al. (2013)
822 FGK	RV	$\leq 5$	$\geq 0.3$	14	observed	Mayor et al. (2011)
31 old-A	RV	0.1 – 3	0.5 – 14	9 – 14	observed	Johnson et al. (2010)
585 F-M	RV	$\leq 3$	0.3 – 10	10.5	observed	Cumming et al. (2008)
42 AF	AO	5 – 320	3 – 14	5.9 – 18.8	flat / Cu08 <sup>a</sup>	Vigan et al. (2012)
85 F-M	AO	5 – 500	$\leq 100$	$\leq 10$	flat + GI <sup>b</sup>	Janson et al. (2012)
15 BA	AO	$\leq 300$	$\leq 100$	$\leq 32$	flat + GI	Janson et al. (2011)
118 F-M	AO	25 – 856	$\geq 4$	$\leq 20$	flat / Cu08	Nielsen & Close (2010) <sup>c</sup>
88 B-M	AO	$\geq 40$	5 – 13	$\leq 10$	Cu08	Chauvin et al. (2010)
88 FGKM	AO	50 – 250	0.5 – 13	$\leq 9.3$	power laws in $m$ and $a^d$	Lafrenière et al. (2007)
22 GKM	AO	$\geq 30$	$\geq 3$	$\leq 5$	power laws in $m$ and $a^d$	Kasper et al. (2007)

**Notes.** Results on the frequency of giant planets are reported at 68 % confidence level, except the ones from Janson et al. (2011, 2012) which are stated at 99 % confidence level. <sup>(a)</sup> Cumming et al. (2008) <sup>(b)</sup> They infer the planet population from boundaries in a planet mass-semi major axis grid considering disk instability model. <sup>(c)</sup> They performed their analysis using results from surveys of Masciadri et al. (2005); Biller et al. (2007); Lafrenière et al. (2007). <sup>(d)</sup> They infer the planet population from power laws distributions with different coefficients to  $m$  and  $a$  as the ones in Cumming et al. (2008). Please be referred to the publication for details.

Guillot et al. 2006; Miller & Fortney 2011). All are insights that CA is operating at short orbits. According to this scenario, the first steps of the growth of giant gaseous planets are identical to those of rocky planets. The dust settling towards the mid plane of the protoplanetary disk leads to formation of larger and larger aggregates through coagulation up to meter-sized planetesimals. These cores grow up then through collisions with other bodies until they reach a critical mass of  $10 M_\oplus$  (Mizuno 1980). Their gravitational potentials being high enough, they trigger runaway gas accretion and become giant planets. However, such scenario requires high surface density of solids into the disk to provide enough material to form the planet core and a large amount of gas. Large gaseous planets are not expected to form in situ below the ice line. Lin et al. (1996); Alibert et al. (2004); Mordasini et al. (2009) refine the model with inward migration to explain the large amount of giant planets orbiting very close to their parent stars.

At wider ( $\geq 30$  AU) orbits, the situation is very different since this core accretion mechanism has difficulties to form giant planets (Boley et al. 2009; Dodson-Robinson et al. 2009). The timescales to form massive cores become longer than the gas dispersal ones and the disk surface density too low. Additional outward migration mechanisms must be invoked (corotation torque in radiative disks, Kley & Nelson 2012 or planet-planet scattering, Crida et al. 2009). Alternatively, cloud fragmentation can form objects down to the planetary mass regime (Whitworth et al. 2007) and is a solid alternative to explain the existence of very wide orbits substellar companions. Finally, disk fragmentation also called gravitational instability (GI, Cameron 1978; Stamatellos & Whitworth 2009) remains an attractive mechanism for the formation of massive giant planets beyond 10 to 20 AU. According to this scenario, a protoplanetary disk becomes unstable if cool enough leading to the excitation of global instability modes, i.e. spiral arms. Due to their self-gravity, these arms can break up into clumps of gas and dust which are the precursor for giant planets.

Understanding how efficient are these different mechanisms as a function of the stellar mass, the semi-major axis, and the disk properties are the key points to fully understand the formation of giant planets. Understanding how giant planets form

and interacts with their environment is crucial as they will ultimately shape the planetary system’s architecture, drive the telluric planet’s formation, and the possible existence of conditions favorable to Life.

The presence of massive dusty disks around young stars, like HR 8799 and  $\beta$  Pictoris, might be a good indicator of the presence of exoplanetary systems recently formed (Rhee et al. 2007). Observations at several wavelengths revealed asymmetry structures, ringlike sometimes, or even warps which could arise from gravitational perturbations imposed by one or more giant planet (e.g. Mouillet et al. 1997; Augereau et al. 2001; Kalas et al. 2005). Thanks to improvement of direct imaging (DI) technique with ground-based adaptive optics systems (AO) or space telescopes, a few planetary mass objects and low mass brown dwarfs have been detected since the first one by Chauvin et al. (2004). One also has to refer to the breakthrough discoveries of giant planets between 8 and 68 AU around young, nearby, and dusty early-type stars (Kalas et al. 2008; Lagrange et al. 2009b; Marois et al. 2008, 2010; Carson et al. 2012). Direct imaging is the only viable technique to probe for planets at large separations but detecting planets need to overcome the difficulties due to the angular proximity and the high contrast involved.

Nevertheless, numerous large direct imaging surveys to detect giant planet companions have reported null detection (Masciadri et al. 2005; Biller et al. 2007; Lafrenière et al. 2007; Ehrenreich et al. 2010; Chauvin et al. 2010; Janson et al. 2011; Delorme et al. 2012), nevertheless this allowed to set upper limits to the occurrence of giant planets. Table 1 reports the statistical results of several direct imaging surveys, as a function of the sample, separation and mass ranges, and planet distribution. All surveys previous to the one of Vigan et al. (2012) derive upper limits to the occurrence of giant planets, usually more massive than  $1 - 3M_J$  between few to hundreds of AUs. They find that less than 10 – 20 % of any star harbor at least one giant planet if the distribution is flat or similar to the RV one, taking into account all the assumptions beyond this results. Janson et al. (2011, 2012) include in the planet distribution limitations if giant planets form via GI. They show that the occurrence of planets might be higher for high mass stars than for

solar-type stars but GI is still a rare formation channel. On the other hand, Vigan et al. (2012) takes into account two planetary system detections among a volume-limited set of 42 A-type stars to derive lower limits for the first time. It comes out that the frequency of jovian and massive giant planets is higher than 5.9 % around A-F stars. However, all these surveys suggest a decreasing distribution of planets with increasing separations, which counterbalances the RV trend.

In this paper we report the results of a deep direct imaging survey of 59 young, nearby, and dusty stars aimed at detecting giant planets on wide orbits performed between 2009 and 2012. The selection of the target sample and the observations are detailed in Section 2. In Section 3, we describe the data reduction and analysis to derive the relative astrometry and photometry of companion candidates, and the detection limits in terms of contrast. Section 4 is then dedicated to the main results of the survey, including the discovery of new visual binaries, the characterization of known substellar companions, and the detection performances. Finally, we present in Section 5 the statistical analysis over two special samples: A-F type stars and A-F dusty stars, from which we constrain the frequency of planets based on different formation mechanisms or planet population hypotheses.

## 2. Target sample and observations

### 2.1. Target selection

The target stars were selected to optimize our chance of planet detection according to :

- Distance : with a given angular resolution limited by the telescope’s diffraction limit, the star’s proximity enables to access closer physical separations and fainter giant planets when background-limited. We therefore limited the volume of our sample to stars closer than 150 pc, even closer than 100 pc for 94 % of them (see Figure 1, top left panel).
- Observability and magnitude : stars were selected according to : 1) their declination ( $\delta \leq 25$  deg) for being observable from the southern hemisphere, 2) their K-band brightness ( $K \lesssim 7$  mag) to ensure optimal AO corrections, 3) for being single to avoid degradation of the AO performances and 4) for being never observed in deep imaging (see section 2).
- Age : evolutionary models (Baraffe et al. 2003; Marley et al. 2007) predict that giant planets are intrinsically more luminous at young ages and become fainter with time. Therefore, for a given detection threshold, observing younger stars is sensitive to lower mass planets. Our sample selection is based on recent publications on associations (AB Dor,  $\beta$  Pic, Her/Lyr, Argus, Tuc/Hor, Columba, Upper Cen/Lupus) from Zuckerman et al. (2011), Torres et al. (2008) and Rhee et al. (2007). Indeed, stars belonging to these moving groups share common kinematic properties and ages. These parameters are measured from spectroscopy, astrometry, and photometry (optical and X-rays). 64 % of the selected stars belongs to young and nearby moving groups. 88% of the targets are younger than 200 Myr and even 62 % younger than 70 Myr (see Figure 1, top right panel).
- Spectral Type : recent imaged giant planets have been detected around the intermediate-mass HR 8799, Fomalhaut, and  $\beta$  Pictoris stars with separations from 8 to 110 AU. More massive stars imply more massive disks, which potentially allow the formation of more massive planets. We therefore have biased 79 % of our sample towards spectral types A and F (see Figure 1, bottom panel).

**Table 4.** Sample definitions

Name	Number	SpT	Representative rate (%)
Survey	59	B-M	–
A-F sample	37	A-F	56
A-F dusty sample	29	A-F	72

- Dust : dusty debris disks around pre- and main-sequence stars might be signposts for the existence of planetesimals and exoplanets (see a review in Krivov 2010). 76 % of our sample are star with large infrared excess at 24 and/or 70  $\mu\text{m}$  (IRAS, ISO and *Spitzer*/MIPS), indicative of the emission of cold dust. The remaining stars have no reported excess in the literature.

The name, coordinates, galactic latitude (b), proper motions ( $\mu$ ), spectral type (SpT), distance (d), K magnitude, and age of the target stars are listed in Table 2 together with the reference for the age determination and the moving group they belong to if they do<sup>1</sup>. Figure 1 summarizes the main properties of the target stars. Briefly, the sample consists of 59 B- to M-type stars whose the median star would be a F-type at distance of 40 pc with an age of 30 Myr, a K-magnitude of 5.5, and an apparent proper motion of 85 mas/yr.

To analyze an homogeneous and volume-limited sample, we perform the statistical study on stars which have 1)  $d \leq 65$  pc, 2) age  $\leq 100$  Myr 3)  $\text{dec} \leq 25$  deg, and 4) Spectral type = A or F. We get set of 68 young, nearby, and southern A-F stars from the literature. 33 stars in our survey fulfill these criteria (flagged with a  $\star$  symbol in Table 2), i.e. 48 % of completeness. To increase this rate, we add 4 being observed with VLT/NaCo from a previous survey (Vigan et al. 2012)<sup>2</sup> (see Table 3), thus reaching a representative rate of 56 %. We will then refer to this sample of stars as the A-F sample.

Moreover, we also aim at constraining the formation mechanism and rate of giant planets around  $\beta$  Pictoris analogs. A sub-set of stars is extracted from the A-F homogeneous sample by considering an IR excess at 24 and/or 70  $\mu\text{m}$  (from the same references as for our survey plus Mizusawa et al. 2012; Rebull et al. 2008; Hillenbrand et al. 2008; Su et al. 2006). Among the full set of 68 stars, 39 are dusty. Our survey plus 1 stars from Vigan et al. (2012), i.e. 28 stars, reach a complete level of 72 %. We will then refer to this sample as the A-F dusty sample.

Table 4 summarizes all different samples.

### 2.2. Observing strategy

The survey was conducted between 2009 and 2012 with the NAOS adaptive optics instrument (Rousset et al. 2003) com-

<sup>1</sup> We attempt to derive the age in a homogeneous way. If the star belongs to a moving group, the age of that group is adopted for this star. If the star does not belong to a known association, then we ensured that the age determination was done on similar way than for the membership identification, i.e. the galactic space motions  $UVW$ , the Li  $\lambda 6708$  Å line equivalent width or the X-ray emission.

<sup>2</sup> These additional stars have been also observed using ADI techniques but with the Ks filter on VLT/NaCo.

**Table 2.** Sample of young, nearby, and dusty stars observed during our VLT/NaCo thermal and angular differential imaging survey.

HIP	Name HD	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)	b (deg)	$\mu_\alpha \cos(\delta)$ (mas.yr <sup>-1</sup> )	$\mu_\delta$ (mas.yr <sup>-1</sup> )	d (pc)	SpT	K (mag)	excess ?	age (Myr)	Ref.
AB Doradus												
6276	-	01 20 32	-11 28 03	-72.9	110.69	-138.85	35.06	G9V	6.55	y	70	1
★18859	25457	04 02 37	-00 16 08	-36.9	149.04	-253.02	18.83	F7V	4.18	y	70	1
30314	45270	06 22 31	-60 13 08	-26.8	-11.22	64.17	23.49	G1V	5.04	y	70	1
★93580	177178	19 03 32	01 49 08	-1.86	23.71	-68.65	55.19	A4V	5.32	n	70	1
95347	181869	19 23 53	-40 36 56	-23.09	32.67	-120.81	52.08	B8V	4.20	n	70	1
109268	209952	22 08 13	-46 57 38	-52.47	127.6	-147.91	31.09	B6V	2.02	n	70	1
★115738	220825	23 26 55	01 15 21	-55.08	85.6	-94.43	49.7	A0	4.90	y	70	1
★117452	223352	23 48 55	-28 07 48	-76.13	100.03	-104.04	43.99	A0V	4.53	y	70	1
$\beta$ Pictoris												
★11360	15115	02 26 16	+06 17 34	-49.5	86.09	-50.13	44.78	F2	5.86	y	12	10
★21547	29391	04 37 36	-02 28 24	-30.7	43.32	-64.23	29.76	F0V	4.54	n	12	2
★25486	35850	05 27 05	-11 54 03	-24.0	17.55	-50.23	27.04	F7V	4.93	y	12	2
★27321	39060	05 47 17	-51 03 59	-30.6	4.65	83.1	19.4	A6V	3.53	y	12	2
★27288	38678	05 46 57	-14 49 19	-20.8	14.84	-1.18	21.52	A2IV/V	3.29	y	12	13
★79881	146624	16 18 18	-28 36 50	+15.4	-33.79	-100.59	43.05	A0V	4.74	n	12	2
★88399	164249	18 03 03	-51 38 03	-14.0	74.02	-86.46	48.14	F5V	5.91	y	12	2
★92024	172555	18 45 27	-64 52 15	-23.8	32.67	-148.72	29.23	A7V	4.30	y	12	2
★95261	181296	19 22 51	-54 25 26	-26.2	25.57	-82.71	48.22	A0Vn	5.01	y	12	2
★95270	181327	19 22 59	-54 32 16	-26.2	23.84	-81.77	50.58	F6V	5.91	y	12	2
102409	197481	20 45 09	-31 20 24	-36.8	280.37	-360.09	9.94	M1V	4.53	y	12	2
Tucana-Horologium / Columba												
★1134	984	00 14 10	-07 11 56	-66.36	102.84	-66.51	46.17	F7V	6.07	n	30	1
★2578	3003	00 32 44	-63 01 53	-53.9	86.15	-49.85	46.47	A0V	4.99	y	30	1
7805	10472	01 40 24	-60 59 57	-55.1	61.94	-10.56	67.25	F2IV/V	6.63	y	30	5
★9685	12894	02 04 35	-54 52 54	-59.2	75.74	-25.05	47.76	F4V	5.45	n	30	1
10602	14228	02 16 31	-51 30 44	-22.2	90.75	-21.9	47.48	B0V	4.13	n	30	1
12394	16978	02 39 35	-68 16 01	-45.8	87.4	0.56	47.01	B9	4.25	n	30	1
16449	21997	03 31 54	-25 36 51	-54.1	53.46	-14.98	73.80	A3IV/V	6.10	y	30	1
★22295	32195	04 48 05	-80 46 45	-31.5	46.66	41.3	61.01	F7V	6.87	y	30	1
★26453	37484	05 37 40	-28 37 35	-27.8	24.29	-4.06	56.79	F3V	6.28	y	30	1
26966	38206	05 43 22	-18 33 27	-23.1	18.45	-13.2 6	69.20	A0V	6.92	y	30	1
★30030	43989	06 19 08	-03 26 20	-8.8	10.65	-42.47	49.75	F9V	6.55	y	30	1
30034	44627	06 19 13	-58 03 16	-26.9	14.13	45.21	45.52	K1V	6.98	y	30	1
★107947	207575	21 52 10	-62 03 08	-44.3	43.57	-91.84	45.09	F6V	6.03	y	30	1
★114189	218396	23 07 29	+21 08 03	-35.6	107.93	-49.63	39.40	F0V	5.24	y	30	1
★118121	224392	23 57 35	-64 17 53	-51.8	78.86	-61.1 4	8.71	A1V	4.82	n	30	1
Argus												
-	★67945	08 09 39	-20 13 50	+7.0	-38.6	25.8	63.98	F0V	7.15	n	40	3
★57632	102647	11 49 04	+14 34 19	+70.8	-497.68	-114.67	11.00	A3V	1.88	y	40	3
Hercules-Lyra												
544	166	00 06 37	+29 01 19	-32.8	379.94	-178.34	13.70	K0V	4.31	y	200	4
7576	10008	01 37 35	-06 45 37	-66.9	170.99	-97.73	23.61	G5V	5.70	y	200	4
Upper Centaurus-Lupus												
78092	142527	15 56 42	-42 19 01		-11.19	-24.46	145.	F6IIIe	4.98	y	5	6
Other												
682	377	00 08 26	+06 37 00	+20.6	88.02	-1.31	39.08	G2V	6.12	y	30	7
★7345	9692	01 34 38	-15 40 35	-74.8	94.84	-3.14	59.4	A1V	5.46	y	20	5
7978	10647	01 42 29	-53 44 26	-61.7	166.97	-106.71	17.35	F9V	4.30	y	300	5
★13141	17848	02 49 01	-62 48 24	-49.5	94.53	29.02	50.68	A2V	5.97	y	100	5
18437	24966	03 56 29	-38 57 44	-49.9	29.46	0.1	105.82	A0V	6.86	y	10	5
22226	30447	04 46 50	-26 18 09	-37.9	34.34	-4.63	78.125	F3V	6.89	y	100	5
★22845	31295	04 54 54	+10 09 03	-20.3	41.49	-128.73	35.66	A0V	4.41	y	100	5
34276	54341	07 06 21	-43 36 39	-15.8	5.8	13.2	102.35	A0V	6.48	y	10	5
38160	64185	07 49 13	-60 17 03	-16.6	-37.41	140.08	34.94	F4V	4.74	n	200	8
★41307	71155	08 25 40	-03 54 23	+18.9	-66.43	-23.41	37.51	A1V	4.08	y	100	5



**Table 2.** Continued

HIP	Name HD	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)	b (deg)	$\mu_\alpha \cos(\delta)$ (mas.yr <sup>-1</sup> )	$\mu_\delta$ (mas.yr <sup>-1</sup> )	d (pc)	SpT	K (mag)	excess ?	age (Myr)	Ref.
53524	95086	10 57 03	-68 40 02	-8.1	-41.41	12.47	90.42	A8III	6.79	y	50	5
59315	105690	12 10 07	-49 10 50	+13.1	-149.21	-61.81	37.84	G5V	6.05	n	100	9
76736	138965	15 40 12	-70 13 40	-11.9	-40.63	-55.31	78.49	A3V	6.27	y	20	5
★86305	159492	17 38 06	-54 30 02	-12.0	-51.04	-149.89	44.56	A7IV	4.78	y	50	11
★99273	191089	20 09 05	-26 13 27	-27.8	39.17	-68.25	52.22	F5V	6.08	y	30	5
★101800	196544	20 37 49	+11 22 40	-17.5	39.15	-8.26	7.94	A1IV	5.30	y	30	5
108809	209253	22 02 33	-32 08 00	-53.2	-19.41	23.88	30.13	F6.5V	5.38	y	200	5
114046	217987	23 05 47	-35 51 23	-66.0	6767.26	1326.66	3.29	M2V	3.46	n	100	12
-	219498	23 16 05	+22 10 02	-35.6	79.7	-29.4	150.0	G5	7.38	y	300	7
★116431	221853	23 35 36	+08 22 57	-50.0	65.37	-40.79	68.45	F0	6.40	y	100	5

**Notes.** Stars with the ★ symbol are used for the statistical analysis. Star parameters ( $\alpha$ ,  $\delta$ , b,  $\mu_\alpha \cos(\delta)$ ,  $\mu_\delta$  and d) are extracted from the Hipparcos catalog (van Leeuwen 2007). Unit of right ascension are hours, minutes, and seconds ; units of declination are degrees, arcminutes, and arcseconds. For HD 219498, the distance is extracted from Roccatagliata et al. (2009). The K magnitudes are extracted from the 2MASS catalog (Cutri et al. 2003). The IR excess at 24 and/or 70  $\mu\text{m}$  are extracted from Zuckerman et al. (2011); Kains et al. (2011); Morales et al. (2011); Rhee et al. (2007). The age of HIP 93580 is still debated in Zuckerman et al. (2011) due to discordant kinematics. The binarity (if physical) may have some impact on both proper motions and RVs and thus on the membership to AB Dor. The age references are the following :

**References.** (1) Zuckerman et al. (2011); (2) Zuckerman et al. (2001) ; (3) Torres et al. (2008) ; (4) López-Santiago et al. (2006) ; (5) Rhee et al. (2007) ; (6) See discussion in Rameau et al. (2012) ; (7) Hillenbrand et al. (2008) ; (8) Zuckerman et al. (2006) ; (9) See for instance Chauvin et al. (2010) ; (10) Schlieder et al. (2012) ; (11) Song et al. (2001) ; (12) See discussion in Delorme et al. (2012) ; (13) Nakajima & Morino (2012)

**Table 3.** Additional young, nearby and southern A-F stars for the statistical analysis

HIP	Name HD	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)	b (deg)	$\mu_\alpha \cos(\delta)$ (mas.yr <sup>-1</sup> )	$\mu_\delta$ (mas.yr <sup>-1</sup> )	d (pc)	SpT	K (mag)	excess ?	age (Myr)	Ref.
★12413	16754	02 39 48	-42 53 30	-63.0	88.20	-17.82	39.8	A1V	4.46	n	30	1
★14551	19545	03 07 51	-27 49 52	-59.8	66.26	-19.09	54.6	A5V	5.77	n	30	1
★26309	37286	05 36 10	-28 42 29	-28.1	25.80	-3.04	56.6	A2III	5.86	y	30	1
★61468	109536	12 35 45	-41 01 19	21.8	-107.09	0.63	35.5	A7V	4.57	n	100	1

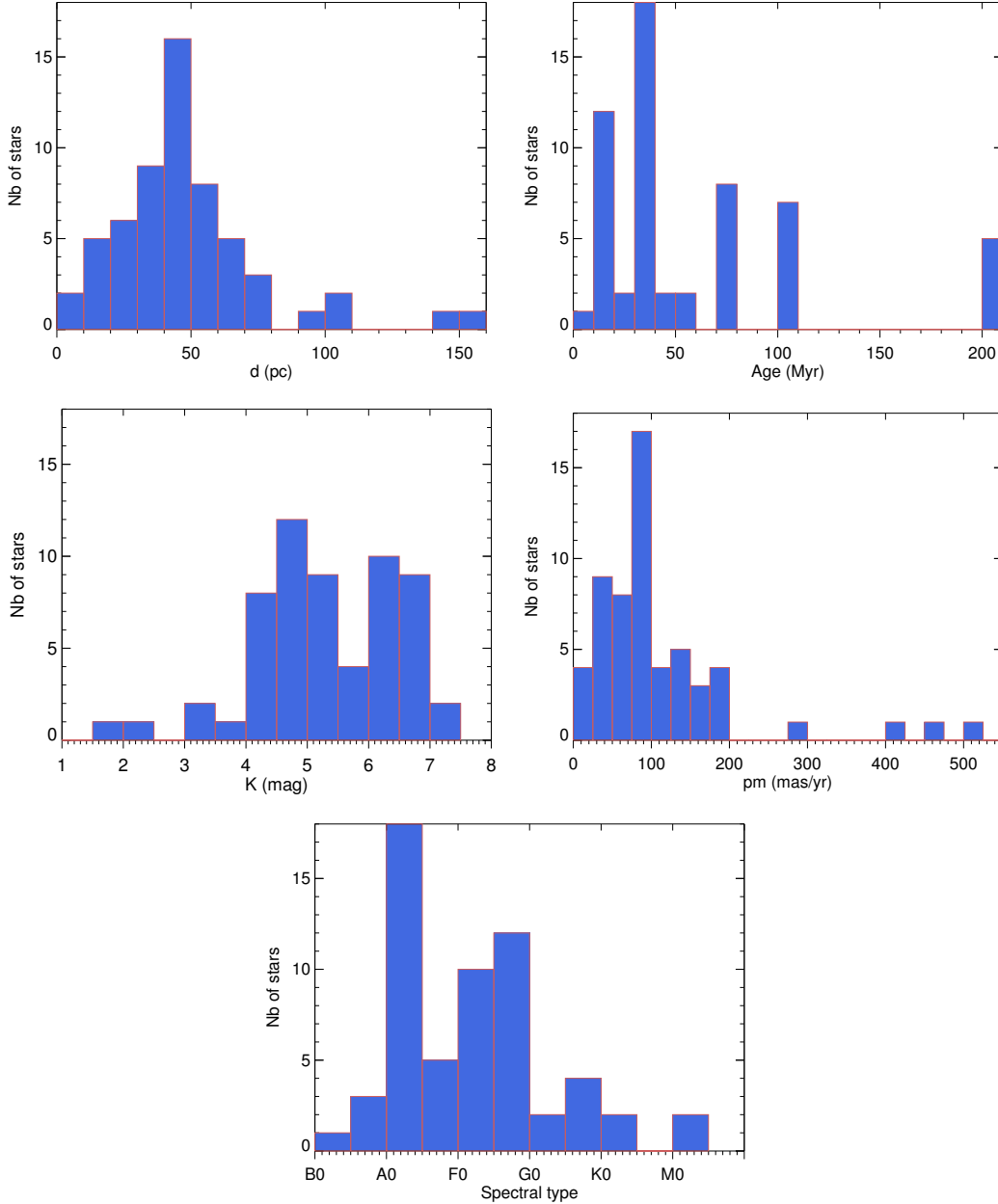
**Notes.** The reference corresponds to the publication the star is extracted from : (1) Vigan et al. (2012).

bined to the CONICA near-infrared camera (Lenzen et al. 2003). NaCo is mounted at a Nasmyth focus of one of the 8.2 m ESO Very Large Telescopes. It provides diffraction-limited images on a 1024 × 1024 pixel Aladdin 3 InSb array. Data were acquired using the L27 camera, which provides a spatial sampling of  $\approx 27.1$  mas/pixel and a field of view (FoV hereafter) of 28'' × 28''. In order to maximize our chance of detection, we used thermal-infrared imaging with the broadband  $L'$  filter ( $\lambda_c = 3.8 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.62 \mu\text{m}$ ) since it is optimal to detect young and warm massive planets with a peak of emission around 3 – 4  $\mu\text{m}$ .

NaCo was used in pupil-tracking mode to reduce instrumental speckles that limit the detection performances at inner angles, typically between 0.1'' and 2.0''. This mode provides rotation of the FoV to use angular differential imaging (ADI, Marois et al. 2006). The pupil stabilization is a key element for the second generation instruments GPI and VLT/SPHERE. Note that NaCo suffered from a drift of the star with time (few pixels/hours depending on the elevation) associated to the pupil-tracking mode until october 2011 (Girard et al. 2012). Higher performance was obtained after the correction of the drift. To optimize the image

selection and data post-processing, we recorded short individual exposures coupled to the windowing mode of 512 × 514 pixels (reduced FoV of  $\approx 14'' \times 14''$ ). The use of the dithering pattern combined to the cube mode also ensure accurate sky and instrumental background removal. The detector integration time (DIT) was set to 0.2 s to limit the background contribution to the science images.

Each observing sequence lasted around 90 minutes, including telescope pointing and overheads. It started with a sequence of short unsaturated exposures at five dither positions with the neutral density filter  $ND_{long}$  (transmission of 1.17 %). This allowed the estimation of the stellar point spread function (PSF) and served as photometric calibrator. Then, saturated science images were acquired with a four dithering pattern every two DIT×NDIT exposures with NDIT= 100 stored into a datacube and this was repeated over more than 100 times to provide sufficient FoV rotation for a given star. The PSF core was saturating the detector over a  $\approx 5$  pixel-wide area. Twilight flat-fields were also acquired. For some target stars, second epoch data on NaCo were acquired with the same observing strategy. Finally,  $\theta_1$  Ori C field was observed as astrometric calibrator for each



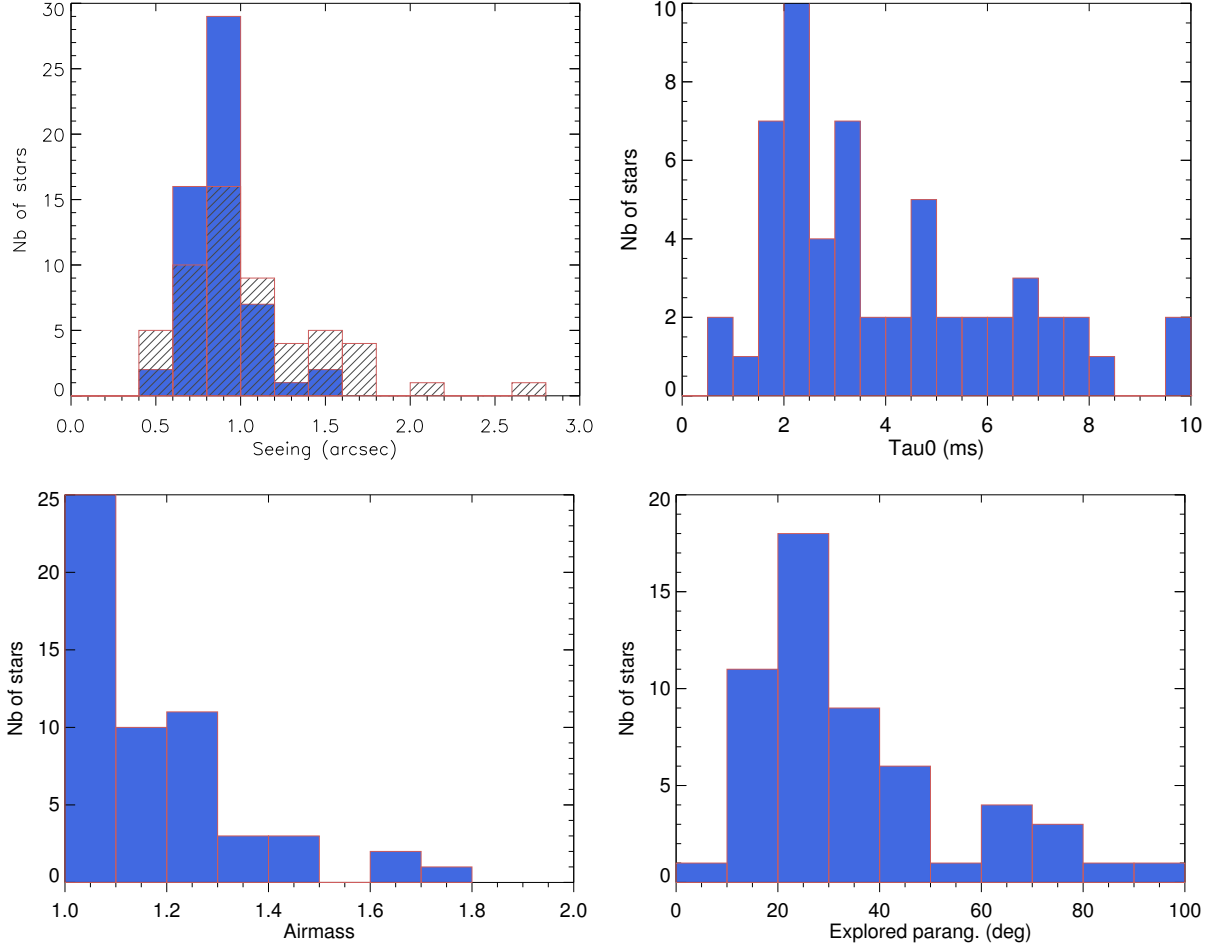
**Fig. 1.** Graphical summaries of the main properties on the target stars. **Top row : Left :** Histogram of distances with 10 pc bin. **Right :** Histogram of ages of known members of considered moving groups (AB Dor - 70 Myr,  $\beta$  Pictoris - 12 Myr, Tuc/Hor & Col - 30 Myr, Her/Lyr - 200 Myr, Argus - 40 Myr, Upper Cen/Lup - 5/10 Myr) and additional stars with 10 Myr bin. **Central row : Left :** Histogram of K-band magnitude with 0.5 mag bin. **Right :** Histogram of apparent proper motions with 25 mas/yr bin. **Bottom row :** Histogram of spectral types.

observing run. The same set of stars originally observed with HST by McCaughrean & Stauffer (1994) (TYC058, 057, 054, 034 and 026) were imaged with the same set-up ( $L'$  with the L27 camera). The mean platescale and true North orientation were measured and reported on Table 5.

### 2.3. Observing conditions

Observations in period 84 and 85 were done in visitor mode as the pupil stabilization mode was not offered in service mode. Observations in period 87, 88 and 89 were then completed in service mode to benefit from optimal atmospheric conditions. A summary of the observing conditions is reported on Figure

2 showing histograms of explored parallactic angle ranges, airmass, as well as the atmospheric conditions : seeing and coherence time  $\tau_0$ . Note that NAOS corrects the atmospheric turbulences for bright stars when  $\tau_0$  remains longer than 2 ms (63 % of the observations). When  $\tau_0$  decreases, the image quality and precision for astrometric and photometric measurements are degraded. The observations were however conducted under good conditions since the median seeing is 0.9", the median  $\tau_0$  is 3.2 ms and the median airmass is 1.15. Finally, 72% of the stars were observed with a parallactic angle exploration larger than 20 deg.



**Fig. 2.** Graphical summaries of the log of the observations of the target young, nearby dusty stars observed with VLT/NaCo between 2009 and 2012. **Top left :** Histogram of median seeing (image quality seen by the active optics sensor) with 0.2'' bin. The DIMM seeing has been over plotted with dashed columns. **Top right :** Histogram of median  $\tau_0$  with 0.5 ms bin as calculated by NAOS. **Bottom left :** Histogram of median airmass with 0.1 bin. **Bottom right :** Histogram of explored parallactic angles with 10 deg bin.

**Table 5.** Mean platescale and true north orientation measured on  $\theta_1$  Ori C field with NaCo and  $L'/L27$  set-up.

ESO program	UT-date	Platescale (mas)	True north (deg)
084.C-0396A	11/24/2009	$27.09 \pm 0.02$	$-0.08 \pm 0.01$
085.C-0675A	07/27/2010	$27.12 \pm 0.03$	$-0.36 \pm 0.05$
085.C-0277B	09/28/2010	$27.11 \pm 0.04$	$-0.36 \pm 0.11$
087.C-0292A	12/18/2011	$27.10 \pm 0.03$	$-0.60 \pm 0.01$
087.C-0450B	12/08/2011	$27.16 \pm 0.08$	$-0.52 \pm 0.07$
088.C-0885A	02/19/2011	$27.10 \pm 0.03$	$-0.38 \pm 0.03$
089.C-0149A	08/24/2012	$27.11 \pm 0.02$	$-0.41 \pm 0.07$

### 3. Data reduction and analysis

#### 3.1. Unsaturated images

The unsaturated dithered exposures of each star were processed with the *Eclipse* software developed by Devillar (1997): bad pixels removal, sky subtraction constructed as the median of the images followed by flat-fielding were applied to data; the final PSF image was then obtained by shifting and median combining the images.

#### 3.2. Saturated angular differential images

The reduction of the ADI saturated dithered datacubes was performed with the dedicated pipeline developed at the Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG). This pipeline has been intensively used and gave probing results : Lagrange et al. (2010); Bonnefoy et al. (2011); Chauvin et al. (2012); Delorme et al. (2012); Lagrange et al. (2012); Rameau et al. (2012). We describe the main steps in the following.

Getting twilight flats allowed us to achieve optimal flat-fielding and bad pixel identification. We used the *Eclipse* software to extract those calibrations frames. The raw data were then divided by the flat-field and removed for the bad and hot pixels through interpolation of the closest neighbor pixels. Sky estimation was performed by taking the median of the 400 s closest in time dithered exposures within a cube and then subtracted to each frame. Frames with low quality were removed from the cubes following a selection based on cube statistics such as the flux maximum, the total flux, and the encircled energy in each frame in an annulus outside the saturated pixels. Poor quality frames due to degraded atmospheric conditions were rejected (typically less than 10% of the complete observing sequence, see Girard et al. 2010 for the cube advantages). The good-quality frames were recentered to a common central position using the *Eclipse* software for the shift and Moffat profile fitting (Moffat

1969) on the PSF wings for the registration of the central star position. We ended up with good-quality cleaned and recentered images within a single master cube associated with their parallactic angle values. A visual inspection was done to check the quality of the final frames.

Subsequent steps were the estimation and subtraction of the stellar halo for each image then derotation and stacking of the residuals. The most critical one is the estimation of the stellar halo which drives the level of the residuals. We applied different ADI algorithms to optimize the detection performances and to identify associated biases. Since the quasi-static speckles limit the performances on the inner part of the FoV, we performed the ADI reduction onto reduced frames, typically  $200 \times 200$  pixels. We recall here the difference between the four ADI procedures :

- in classic ADI (cADI, Marois et al. 2006), the stellar halo is estimated as the median of all individual reduced images and then subtracted to each frame. The residuals are then median-combined after the derotation;
- in smart ADI (sADI, Lagrange et al. 2010), the PSF-reference for one image is estimated as the median of the  $n$  closest-in-time frames for which the FoV has rotated more than  $\alpha \times FWHM$  at a given separation. Each PSF-reference is then subtracted to each frame and the residuals are mean-stacked after the derotation; We chose a PSF-depth of  $n = 10$  frames for the PSF-building satisfying a separation criteria of  $\alpha = 1. FWHM$  at a radius of  $1.3''$ ;
- the radial ADI (rADI, Marois et al. 2006) procedure is an extension of the sADI where the  $n$  frames with a given rotation used for the stellar halo building are selected according to each separation. The PSF-depth and the  $\alpha$  coefficient were chosen as for sADI ( $n = 10$  and  $\alpha = 1. FWHM$ ). The radial extent of the PSF-building zone is  $\Delta r = 1.4 FWHM$  below  $1.6''$  and  $3 FWHM$  beyond;
- in the LOCI approach (Lafrenière et al. 2007), the PSF-reference is estimated for each frame and each location within this frame. Linear combinations of all data are computed so as to minimize the residuals into an optimization zone, which is much bigger than the subtraction zone to avoid the self-removal of point-like sources. We considered here a radial extent of the subtraction zone  $\Delta r = 0.9 FWHM$  below  $1.6''$  and  $3$  beyond; a radial to azimuthal width ratio was set to  $g = 1$ ; a standard surface of the optimization zone was  $N_A = 300$  PSF cores; the separation criteria of  $N_\delta = 1 FWHM$ .

All the target stars were processed in a homogeneous way using similar set of parameters. It appears that when the PSF remained very stable during a sequence (i.e.  $\tau_0 \geq 4$  ms), advanced ADI techniques do not strongly enhance the performance.

ADI algorithms are not the best performant tools for background-limited regions as the PSF-subtraction process add noise. We thus processed the data within the full window (i.e.  $512 \times 514$  pixels with the dithering pattern) with what we called the non-ADI (nADI) procedure. It consists in 1) computing an azimuthal average of each frame within 1-pixel wide annulus, 2) circularizing the estimated radial profile 3) subtracted the given profile to each frame and then 4) derotating and mean-stacking the residuals. nADI by-products can help to distinguish some ADI artifacts from real features as well.

For each star, a visual inspection of the five residual maps was done to look for candidate companions (CC).

### 3.3. Relative photometry and astrometry

Depending on the separation and the flux of the detected CC, different techniques were used to retrieve the relative photometry and astrometry with their uncertainties:

- for bright visual binaries, we used the deconvolution algorithm of Veran & Rigaut (1998);
- for CCs detected in background-limited regions (in nADI final images), the relative photometry and astrometry were obtained using a 2D Moffat fitting and classical aperture photometry (Chauvin et al. 2010). The main limitation of this technique remains the background subtraction which affects the level of residuals;
- for speckle limit objects, fake planets were injected following the approach of Bonnefoy et al. (2011); Chauvin et al. (2012) with the scaled PSF-reference at the separation of the CC but at different position angles. The injections were done into the cleaned mastercubes which were processed with the same setup. We then measured the position and the flux of the fake planets which minimized the difference with the real CC. The related uncertainties associated with this method were also estimated using the various set of fake planets injected at different position angles.

In both algorithms, the main error for the relative astrometry is the actual center position of the saturated PSF (up to 0.5 pixel). Other sources of errors come from the Moffat fitting, the self-subtraction, the residual noise, or the PSF shape. The reader can refer for more details to the dedicated analysis on uncertainties on CC astrometry using VLT/NaCo ADI data (Chauvin et al. 2012). For a CC observed at several epochs (follow-up or archive), we investigated its status (background source or comoving object) by determining its probability to be a stationary background object, assuming no orbital motion. This approach is the same as in Chauvin et al. (2005) by comparing the relative positions in  $\alpha$  and  $\delta$  from the parent-star between the two epochs, from the expected evolution of positions of a background object, given the proper and parallactic motions and associated error bars.

### 3.4. Detection limits

The detection performances reached by our survey were estimated by computing 2D detection limit maps, for each target star, at  $5\sigma$  in terms of  $L'$  contrast with respect to the primary. For each set of residual maps for each target, we computed the pixel-to-pixel noise within a sliding box of  $1.5 \times 1.5 FWHM$ . The second step was to estimate the flux loss due to self-subtraction by the ADI processing. We created free-noise-cubes with bright fake planets (100 ADU) at three positions, i.e. 0, 120 and 240 deg, each 20 pixels from the star, with the same FoV rotation as real datacubes for each star then processed the ADI algorithms with the same parameters. Note that for LOCI, we injected the fake planets in the cleaned and recentered datacubes before applying the reduction. Then the comparison between the injected flux to the retrieved one on the final fake planets images was done by aperture photometry. This allowed to derive the actual attenuation for all separations from the central star by interpolating between the points. Finally, the  $5\sigma$  detection limits were derived by taking the flux loss and the transmission of the neutral-density filter into account, and were normalized by the unsaturated PSF flux. 2D contrast maps were therefore available for each star, with each reduction techniques.

**Table 6.** Relative astrometry and photometry of the new visual binaries resolved with VLT/NaCo L' and ADI imaging mode.

Name	Date	Sep. (arcsec)	PA (deg)	$\Delta L'$ (mag)
HIP9685B	11/20/2011	$0.303 \pm 0.013$	$242.26 \pm 1.16$	$2.7 \pm 0.1$
HIP38160B	11/25/2009	$0.141 \pm 0.013$	$117.08 \pm 2.28$	$3.1 \pm 0.3$
HIP53524B	01/11/2012	$4.540 \pm 0.009$	$319.04 \pm 0.7$	$6.2 \pm 0.1$
HIP59315B	07/27/2010	$0.36 \pm 0.01$	$259.2 \pm 2.5$	$5.1 \pm 0.3$
HIP88399B	07/29/2011	$6.439 \pm 0.009$	$88.8 \pm 0.7$	$4.9 \pm 0.1$
HIP93580B	07/29/2012	$0.242 \pm 0.013$	$94.4 \pm 1.3$	$3.9 \pm 0.3$
HIP117452B	07/12/2012	$3.667 \pm 0.009$	$237.8 \pm 0.8$	$3.8 \pm 0.1$
HIP117452C	07/12/2012	$3.402 \pm 0.009$	$238.6 \pm 0.8$	$4.0 \pm 0.1$

To compare the detection performances between the stars, we built 1D contrast curves. An azimuthally averaging within 1-pixel annuli of increasing radius on the noise map was performed, followed by flux loss correction, and unsaturated PSF flux scaling. This approach however tends to degrade the performances at close-in separations due to asymmetric speckle and spider residuals on NaCo data, or even the presence of bright binary component. To retrieve the detection performances within the entire FoV, we created composite maps between ADI processed and nADI processed ones. Indeed, beyond 2'' from the central star where the limitations are due to photon and read-out noises, nADI remains the most adapted reduction technique. It has been shown that the limiting long-lived (from few minutes to hours) quasi-static speckles are well correlated for long-time exposures (Marois et al. 2006) thus leading to a non Gaussian speckle noise in the residual image. Therefore, the definition and the estimation of  $\sigma$  to provide a detection threshold in the region limited by the quasi-static speckle noise might not be well appropriate and overestimated. However, the Gaussian noise distribution being achieved in the background noise regime, the  $5\sigma$  detection threshold corresponds to the expected confidence level. Moreover, the conversion from contrast to mass detection limits is much more affected by the uncertainties on the age of the target stars and the use of evolutionary models than by uncertainties on the detection threshold.

## 4. Results

Our survey aims at detecting close-in young and warm giant planets, even interacting with circumstellar disks in the case of stars with IR excess. Four stars in the sample have been identified as hosting substellar companions in previous surveys. The redetection of these companions allowed us to validate our observing strategy, data reduction, and might give additional data points for orbital monitoring. We also imaged a transitional disk at an unprecedented resolution at  $3.8 \mu\text{m}$  for the first time around HD 142527 (HIP 78092) which was presented in a dedicated paper (Rameau et al. 2012). However, we did not detect any new substellar companions in this study.

In this section, we describe the properties of the newly resolved visual binaries, we review the observed and characterized properties of known substellar companions and of the candidates identified as background sources. We then report the detection performances of this survey in terms of planetary masses explored. Finally, we briefly summarize the results on some previously resolved disks, especially about HD 142527, in the context of a deep search for giant planets in its close environment.

### 4.1. Binaries

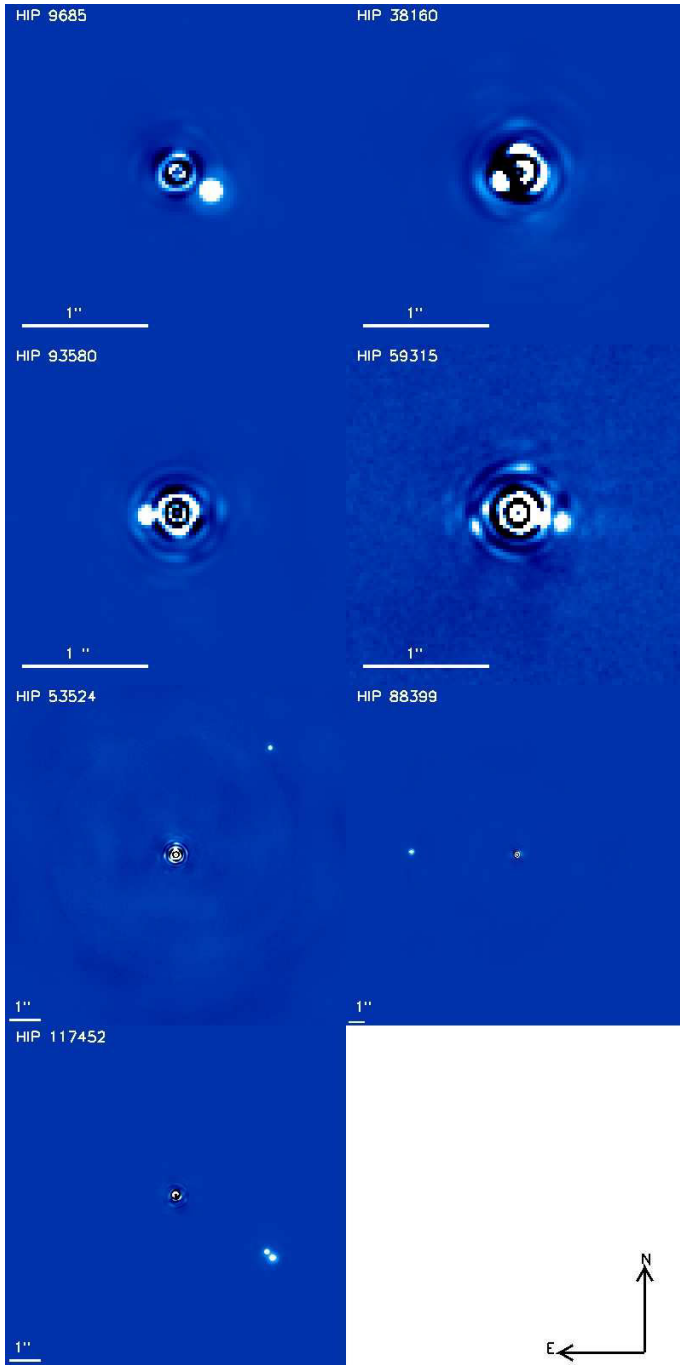
Despite the rejection of known binaries with 1. – 2.'' separation, 8 visual multiple systems were resolved (Figure 3). Their relative position and magnitude are reported on Table 6. 4 pairs are very close-in, with separations below 0.4'' whereas the remaining ones lie in the range 4 – 7''. Only HIP 38160 has been observed at a second epoch and confirms as a comoving pair. HIP 88399 B and HIP 117452 B and C were known from literature and HIP 59315 B might be indeed bound to its host-star based on archive data.

*HIP 9685* – HIP 9685 is referenced as a  $\Delta \mu$  astrometric binary (Makarov & Kaplan 2005) and was associated to a ROSAT source by Haakonsen & Rutledge (2009). In this work, we report the detection of a close-in binary candidate companion at a projected separation of 14 AU if we adopt 47.7 pc of distance. In the 2MASS images in JHK taken in october 1999, a point source is visible toward the North-East direction, at a separation around 12'' and a position angle of  $\approx 15$  deg. From the two relative positions, it came out the 12''-CC in the 2MASS images is not compatible with a background star at the position of our 0.3''-CC. It is also very unlikely that the 2MASS 12''-CC has travels in projection from 540 AU to 14 AU in ten years. Instead, the existence of the astrometric acceleration suggests that our NaCo 0.3''-CC is bound and is responsible for the astrometric signature. The 2MASS PSF being symmetric, our 0.3''-CC may have been at much smaller separation in 1999 since the orbital motion is significant, which does not contradict the proposed status. If it is true, we derive the mass of our 0.3''-CC from the measured  $M_{L'} = 4.1$  mag using the isochrones from Siess et al. (2000), assuming a solar metallicity, and an age of 30 Myr, to be  $0.8 M_{\odot}$ , matched with a K6 star.

*HIP 38160* – A companion with a magnitude of  $L' = 7.84$  is present at two different epochs (2009-november and 2010-december) 4.8 AU away (0.141'') from HIP 38160 at 35 pc. The companion shows a common proper motion with the central star between the two epochs. The 2MASS JHK images taken in 2000 also reveal an asymmetric PSF which tends to confirm the bound status of this companion. According to Siess et al. (2000) isochrones for pre- and main-sequence stars, this companion should be of  $0.6 - 0.7 M_{\odot}$ , assuming an age of 200 Myr and a solar-metallicity. Hence, HIP 38160 B could be a late K or early M star. HIP 38160 was already catalogued as an astrometric binary (Makarov & Kaplan 2005) and as a double-star system in the Catalog of Component of Double or Multiple stars (CCDM Dommanget & Nys 2002). However, with a separation of 23.3 arcsec, this additional candidate turns to be only a visual companion (WDS, Mason et al. 2001).

*HIP 53524* – HIP 53524 lies at a very low galactic latitude ( $b \leq 10$  deg). It is therefore very likely that the candidate companion, located at a large separation from the central-star ( $\geq 4''$ ), is a background star. Indeed, from *HST*/NICMOS archive data taken in 2007, we measured the relative position of the well seen CC. Even not considering the systematics between the two instruments, the CC turns out to be a background object.

*HIP 59315* – The star HIP 59315 is not catalogued as being part of a multiple physical system. However, it lies at relative low galactic latitude ( $b = 13$  deg) but only one point source has been detected with VLT/NaCo in ADI and L' imaging in 2010. Chauvin et al. (2010) observed this star with VLT/NaCo in H band in coronagraphic mode and have identified an additional background source more than 5.5'' away with a PA around 100 deg. If our 0.36''-CC is a background contaminant, it would lie in April 2004 at a separation of 1.35'' and a position angle of



**Fig. 3.** Resolved visual binaries with VLT/NaCo in ADI-L' imaging mode. HIP 9685, HIP 53524 and HIP 93580 have not been confirmed as double systems from second-epoch observations or archived data. North is up, east to the left. Counts are displayed in linear scale but differently for each panel.

254 deg so that it would have been detected on NaCo H images. The other possibility is that our 0.36''-CC is indeed bound to HIP 59315 and was occulted by the mask. Therefore, it is likely that it is indeed bound to the star. This would imply for the companion a projected separation of 14 AU and an absolute magnitude  $M_L = 8.2$  at 37.8 pc. The mass derived from the COND model (Baraffe et al. 2003) assuming an age of 100 Myr is  $0.1M_{\odot}$ , consistent with a late M dwarf.

**HIP 88399** – HIP 88399 is referenced as a double star in SIMBAD with a M2 star companion (HIP 88399 B) at 6.35''

**Table 7.** Relative astrometry and photometry of the known substellar companions observed with VLT/NaCo L' and ADI imaging mode.

Name	Date	Sep. (arcsec)	PA (deg)	$\Delta L'$ (mag)
HR 7329 b	08/13/2011	$4.170 \pm 0.009$	$167.43 \pm 0.7$	$6.7 \pm 0.1$
AB Pictoris b	11/26/2009	$5.420 \pm 0.009$	$175.2 \pm 0.7$	$7.0 \pm 0.1$
$\beta$ Pictoris b	09/27/2010	$0.383 \pm 0.11$	$210.28 \pm 1.73$	$7.8 \pm 0.3$
HR 8799 b	08/07/2011	$1.720 \pm 0.025$	$62.9 \pm 1.3$	$9.9 \pm 0.1$
HR 8799 c	08/07/2011	$0.940 \pm 0.016$	$321.1 \pm 1.5$	$7.1 \pm 0.2$
HR 8799 d	08/07/2011	$0.649 \pm 0.016$	$207.5 \pm 1.4$	$7.1 \pm 0.2$

from the 2MASS survey. Given the separation in our observation and the L' magnitude, the CC is indeed the M dwarf companion, lying at 310 AU from the primary.

**HIP 93580** – The star is 70 Myr old A4V star at 55.19 pc and  $b = -68.6$  deg. A point source 3.9 magnitudes fainter than the primary is detected at a projected separation of 13.24 AU. Neither archive nor second-epoch observations could infer the status of this CC. Comparison to the Siess et al. (2000) isochrones at 70 Myr with a solar metallicity would place this object as being an early M-type dwarf, with a mass of  $0.5 M_{\odot}$ .

**HIP 117452** – Already known as a triple system (De Rosa et al. 2011) from observations taken in 2009, the two companions are detected from our data in July, 2012. The brightest companion lies at  $\approx 160$  AU in projection from the primary while the third component is at a separation of 11 AU from HIP 117452 B. The large error bars on the astrometry in De Rosa et al. (2011) make difficult to infer any orbital motion of both companion in two years.

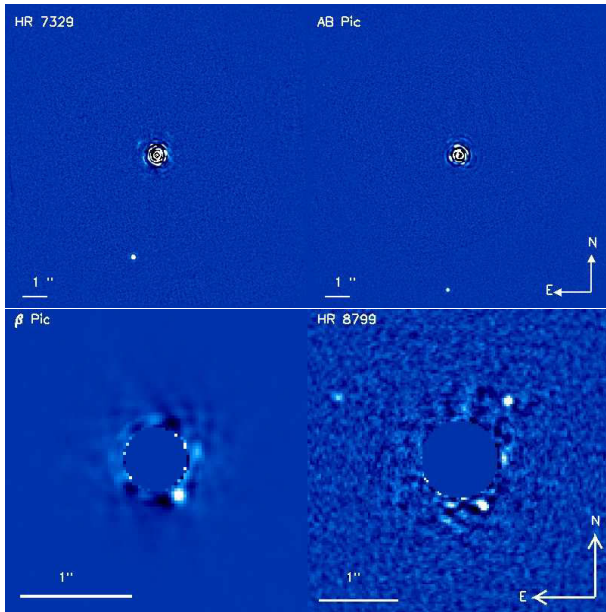
We also have two spectroscopic binaries (HIP 101800 and HIP 25486) in our survey. Pourbaix et al. (2004) give a period of about 11 d, an eccentricity of 0.23, and a velocity amplitude of the primary of  $K_1 = 26$  km/s for HIP 101800. For HIP 25486, Holmberg et al. (2007) report a standard deviation for the RV signal of 4.4 km/s, a SB2 nature with an estimated mass ratio of 0.715. However, we do not detect any source with a contrast from 5 mag at 100 mas up to 12 mag farther out of 1.5'' around both stars. Both companions are likely too close to their primary for being resolved, or even behind them.

#### 4.2. Substellar companions

Four targets in the sample - HR 7329, AB Pictoris,  $\beta$  Pictoris, and HR 8799 - have previously reported to host a brown dwarf and/or planet companions (Lowrance et al. 2000; Chauvin et al. 2005; Lagrange et al. 2010; Marois et al. 2008, 2010). Only one identified substellar CC to HIP 79881 has also been stated as background object. We review below the latest results about these companions since their initial confirmation. Table 7 lists their relative astrometry and photometry from our observations (see Figure 4).

**HIP 79881** – Clearly seen in 2010 July observations in L', the 11.6 mag-contrast CC to HIP 79881 (separation of  $4.528 \pm 0.008''$  and a position angle of  $175.54 \pm 0.8$  deg) has been also resolved in Keck/NIRC2 images in 2003 and 2005. The relative positions of the CC monitored for 7 years clearly showed that it is a background object.





**Fig. 4.** Known substellar companions of HR 7329, AB Pic (**Top left and right**), and  $\beta$  Pictoris and HR 8799 (**Bottom left and right**) observed with VLT/NaCo in ADI-L' modes. North is up, east to the left the count scale is linear. Note that, we could not retrieve with a good SNR HR 8799 e due to the low parallactic angle amplitude (20.9 deg).

*HIP 95261 / HR 7329* – HR 7329 b was discovered by Lowrance et al. (2000) with the *Hubble Space Telescope*/NICMOS. It is separated from its host star, a member of the  $\beta$  Pic. moving group which harbors a debris disk (Smith et al. 2009), of  $4.17 \pm 0.09''$  ( $\approx 200$  AU at 48 pc) a position angle of  $167.4 \pm 0.7$  deg. The age and the known distance of the star together with *HST*/STIS spectra and photometry from H to L' bands are consistent to infer HR 7329 B as a young M7-8 brown dwarf with a mass between 20 and 50  $M_J$ . Neuhäuser et al. (2011) conduct a 11 yr follow-up to confirm the status of the companion and try to constraint the orbital properties. Due to the very small orbital motion, they concluded that HR 7329 B relies near the apastron of a very inclined - but not edge-on - and eccentric orbit. Our observations are consistent with the previous ones and exclude the presence of additional companions down to 4  $M_J$  beyond 40 AU.

*HIP 30034 / AB Pic* – This member of the Columba association hosts a companion at the planet-brown dwarf boundary of  $13 \pm 2 M_J$ , discovered by Chauvin et al. (2005). Located at  $5.4 \pm 0.07''$  and  $175.2 \pm 0.7$  deg, AB Pic b has a mass of 13 – 14  $M_J$  deduced from evolutionary models and JHK photometries. Later on, Bonnefoy et al. (2010) and recently Bonnefoy et al. (2012, submit.) conduct observations with the integral field spectrograph VLT/SINFONI to extract medium-resolution ( $R_\lambda = 1500 - 2000$ ) spectra over the range 1.1 – 2.5  $\mu\text{m}$ . They derive a spectral type of L0-L1, an effective temperature of  $\approx 1700 - 1800\text{K}$ , a surface gravity of  $\log(g) \approx 4.5$  dex by comparison with synthetic spectra. The relative astrometry and photometry we measured from our observations are similar to the previously reported ones. Further investigations are mandatory to derive, if similar, similar conclusions as for HR 7329. Due to our highest spatial resolution and sensitivity, surely planets more massive than 3  $M_J$  can be excluded with a semi-major axis greater than 80 AU.

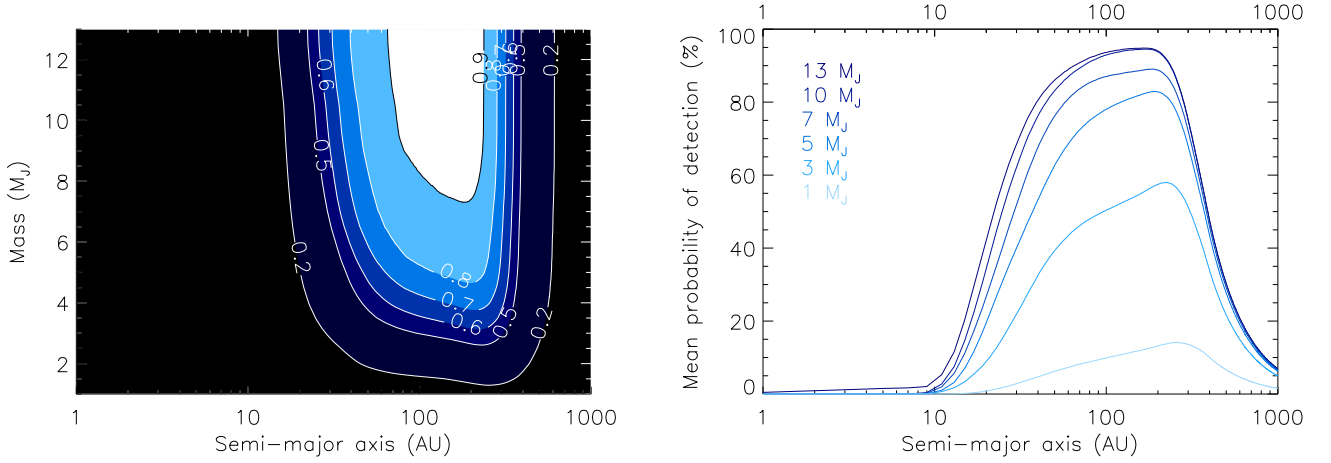
*HIP 27321 /  $\beta$  Pictoris* –  $\beta$  Pic b (Lagrange et al. 2010) remains up to now the most promising case of imaged planet probably formed by core accretion. Recent results by (Chauvin et al. 2012), including measurements from this survey, refined the orbital parameters with a semi-major axis of 8–9 AU and an eccentricity lower than  $e \leq 0.17$ . In addition, Lagrange et al. (2012a) could accurately show that the planet is located into the second-warped component of the debris disk surrounding the star, which confirms previous studies (Mouillet et al. 1997; Augereau et al. 2001) suggesting that the planet plays a key role in the morphology of the disk. More recently, Lagrange et al. (2012b) directly constrain the mass of the planet through eight years high-precision radial velocity data, offering thus rare perspective for the calibration of mass-luminosity relation of young massive giant planets. Finally, Bonnefoy et al. (2013) build for the first time the infrared spectral energy distribution of the planet. They derive temperature (1600 – 1800 K),  $\log g$  (3.5 – 4.5), and luminosity ( $\log(L/L_\odot) = -3.87 \pm 0.08$ ) for  $\beta$  Pic b from the set of new and already published photometric measurements. They also derive its mass (6 – 15.5  $M_J$ ) combining predictions from the latest evolutionary models (“warm-start”, “hot-start”) and dynamical constraints.

*HIP 114189 / HR 8799* – HR 8799 is a well-known  $\lambda$  Boo,  $\gamma$  Dor star, surrounded by a debris disk (Patience et al. 2011) and belonging to the 30 Myr-old Columba association (Zuckerman et al. 2011). It hosts four planetary-mass companions between 14 and 68 AU (Marois et al. 2008, 2010) which awards this multiple planet system being the first imaged so far. Spectra and photometry studies (e.g. Bowler et al. 2010; Janson et al. 2010) inferred those planets to rely between 5 and 7  $M_J$ . Soummer et al. (2011) monitor the motion of the planets b, c and d thanks to HST/NICMOS archive giving 10 yr amplitude to constrain the orbits of these planets. Invoking mean-motion resonances and other assumptions for the outer planets, they derive the inclination of the system to  $\sim 28$  deg. Esposito et al. (2012) consider also the planet e for the dynamical analysis of the system. They show that the coplanar and circular system cannot be dynamically stable with the adopted planet masses, but can be consistent when they are about 2  $M_J$  lighter. In our images, HR 8799 b, c and d are clearly detected. The measured contrasts between the host star and each planet are very similar with the previously reported ones. No new orbital motion for planet b, d, and d is found from our observations compared to the latest reported astrometric measurements by then end of 2010. Finally, the e component could not be retrieved with high signal to noise ratio due to the short amplitude of parallactic angle excursion (20.9 deg).

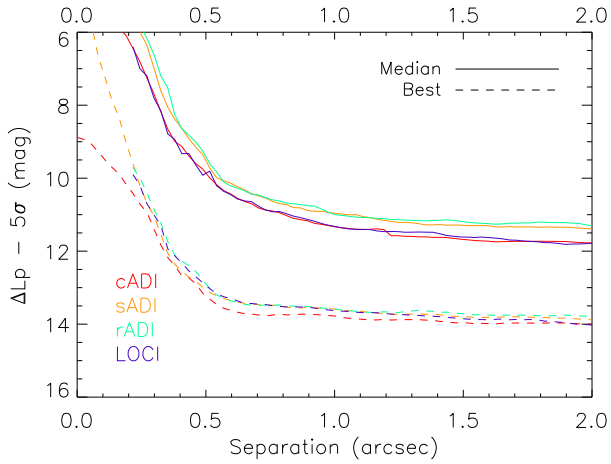
#### 4.3. Detection performances

Typical contrasts reached by our survey using ADI algorithms and nADI algorithms are presented on Figure 5. Note that using cADI/sADI/rADI or LOCI, the performances are very similar, except within the exclusion area of LOCI. The median azimuthally averaged L' contrast vs the angular separation is plotted together with the best curves. The typical range of detection performances at all separations beyond 0.5'' is about 2 mag with a median contrast of 10 mag at 0.5'', 11.5 mag at 1'', and slightly below 12 mag at 2''. Our best performances even reach very deep contrast, up to 13.5'' at 0.5'' around HIP 118121.

The detection limits (2D-maps and 1D-curves) were converted to absolute L' magnitudes using the target properties and to predicted masses using the COND03 (Baraffe et al. 2003) evolutionary models for the NaCo passbands.



**Fig. 6.** Mean detection probability map of our survey as a function of the mass and semi-major axis (**left**) and probability curves for different mass bin as function of the semi-major axis (**right**). The mean is obtained over all targets of the survey. The detectability of the simulated planets was compared to the detection maps from LOCI and nADI algorithms and using COND03 (Baraffe et al. 2003) evolutionary models.



**Fig. 5.** Survey detection limits in  $L'$ -band contrast between the central star and any point source vs the angular separation, at the  $5\sigma$  level, using VLT/NaCo in ADI mode. Solid lines are representative of median performances whereas the bottom dashed ones are for the best performance reached by our survey. cADI (red) and LOCI (blue) are very similar whereas sADI (orange) and rADI (aqua) remain slightly above. Note that the LOCI curves stop at  $0.15''$  due to the central exclusion area.

The overall sensitivity of our survey can be estimated using Monte-Carlo simulations. We use an optimized version of the MESS code (Bonavita et al. 2012) to generate large populations of planets with random physical and orbital parameters and check their detectability by comparing with the deep detection limits of our survey. We performed simulations with a uniform grid of mass and semi-major axis in the interval  $[1, 20] M_J$  and  $[1, 1000] AU$  with a sampling of  $0.5 M_J$  and  $2 AU$ . For each point in the grid,  $10^4$  orbits were generated. These orbits are randomly oriented in space from uniform distributions in  $\sin(i)$ ,  $\omega$ ,

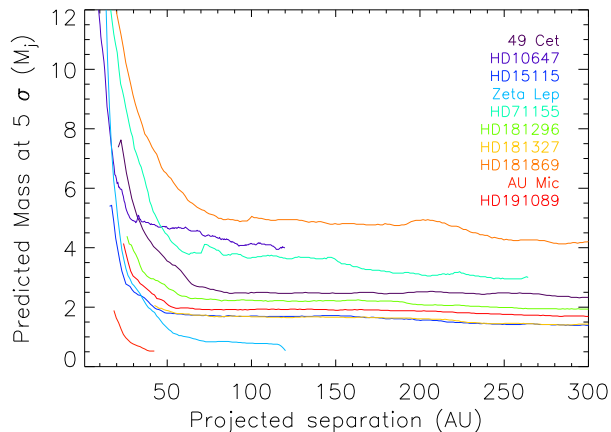
$\Omega$ ,  $e \leq 0.8$ , and  $T_p^3$ . The on-sky projected position (separation and position angle) at the time of the observation is then computed for each orbit. Using 2D informations, one can take into account projection effects and constrain the semi-major axis instead of the projected separation of the companion. We ran these simulations for each target to compute a completeness map with no a priori information on the companion population and therefore considering a uniform distribution in mass and semi-major axis. In this case, the mean detection probability map of the survey is derived by averaging the 59 individual maps. The result is illustrated on Figure 6 with contour lines as function of sma and masses. Note that the decreasing detection probability for very large semi-major axis reflects the fact that such companion could be observed within the FoV only a fraction of their orbits given favorable parameters. The peak of sensitivity of our survey occurs at semi-major axis between 40 and 300 AU, with the highest sensitivity around 100 AU. Our survey's completeness peaks at 94 %, 80 %, and 58 % for 10  $M_J$  and 5  $M_J$  at 100 AU, and 3  $M_J$  at 220 AU, respectively. The overall survey's sensitivity at 1  $M_J$  is very low, with a maximum of 15 % at 141 AU.

#### 4.4. Giant planets around resolved disks

Among the targets of our sample, HD 142527 remains the youngest one. It has been identified by Acke & van den Ancker (2004) as member of the very young ( $\approx 5 Myr$ ) Upper Centaurus-Lupus association. HD 142527 was selected to take advantage of the capability offered by VLT/NaCo in thermal and angular differential imaging to resolve for the first time at the sub arcsecond level its circumstellar environment. Indeed, Fukagawa et al. (2006) detected a complex transitional disk in NIR with a huge gap up to 100 AU. Our observations reported by Rameau et al. (2012) confirm some of the previously described structures but reveal important asymmetries such as several spiral arms and a non-circular large disk cavity down to at least 30 AU. The achieved detection performances enable us to exclude the presence of brown dwarfs and massive giant plan-

<sup>3</sup> They correspond to respectively the inclination, the argument of the periastron with respect to the line of nodes, the longitude of the ascending node, the eccentricity, and the time of passage at periastron.





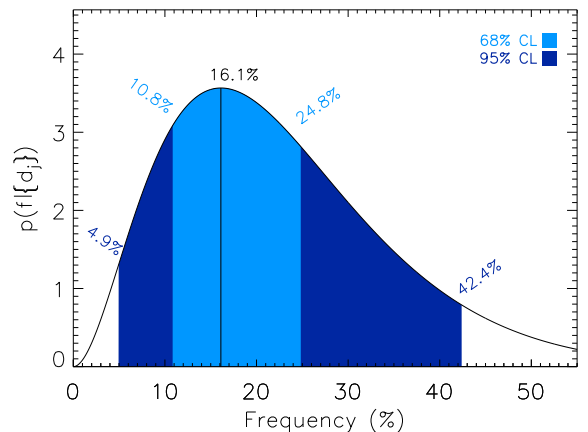
**Fig. 7.** Detection limits of giant planets in Jupiter mass vs the projected distance from the central star for stars with known debris disks. The detections are expressed at the  $5\sigma$  level, using VLT/NaCo in ADI mode, after LOCI (close-in region) and nADI (background limited region) processing. The COND03 (Baraffe et al. 2003) mass-luminosity relationship is used to convert from  $L'$  contrast to Jupiter mass. Note that for AU Mic, the used model does not go under  $0.5 M_J$ , so we cut the curve when it reaches this limit.

ets beyond 50 AU. In addition, two sources were detected in the FoV of NaCo. The relative astrometry of each CC was compared to the one extracted from archived observations and to the track of the relative position of stationary background object. Both were identified as background sources. Finally, the candidate substellar companion of  $0.2 M_\odot$  at 13 AU recently reported by Biller et al. (2012) may be responsible for the structured features within the disk. These structures might also be created by type II migration or by planetary formation through GI. Further investigations of the environment of HD 142527 could set constraints on planetary formation and disk evolution.

In our sample, we also have included some stars surrounded by debris disks that have been resolved in previous observations (49 Cet, HD 10647, HD 15115, Zeta Lep, 30 Mon, HD 181296, HD 181327, HD 181869, HD 191089, and AU Mic). Both observation and reduction processes having been designed to search for point sources, we do not report results about disk properties. However, we investigate the presence of giant planets and plot in the Figure 7, the detection limits about these stars in terms of mass vs projected separation. These limits could help to constrain some disk properties which can be created by gravitational perturbation of giant planets. The detection sensitivity around AU Mic reaches the sub Jovian mass regime at very few AUs from the star because AU Mic is a very nearby M dwarf. On the other hand, the detection limits around HD 181869 are not very good due to bad quality data. We remind that these limits are azimuthally average so that there might be affected by the presence of the disk.

## 5. Giant planet properties, occurrence and formation mechanisms

The frequency of giant planets  $f$  can be derived using known planets and detection limits in case of a null detection. For an arbitrary giant planet population, one can compute within the mass and semi-major axis ranges probed by the survey.



**Fig. 8.** A-F sample probability density of the fraction  $f$  of stars hosting at least one giant planet at wide orbit, taking into account the detections ( $\{d_j\}$ ) of the two planetary systems  $\beta$  Pictoris and HR 8799 and a linear-flat prior. The interval considered is [1, 1000] AU and [1, 13]  $M_J$ . The confidence interval at 68 % confident level, labelled as CL, (blue) and at 95 % CL (dark blue) are over plotted to the distribution. A uniform planet population has been generated with random orbital parameters.

Numerous deep imaging surveys did not report the detection of at least one substellar or planetary mass companion. The authors (e.g. Kasper et al. 2007; Lafrenière et al. 2007; Nielsen & Close 2010; Chauvin et al. 2010) nevertheless performed statistical analysis with MC simulations to fully exploit the potential of their data and provided upper limits to the frequency of planets. Vigan et al. (2012) took into account the planets already identified ( $\beta$  Pic, HR 8799) to derive also lower limits to this frequency.

In this section, we derive the rate of wide-orbit giant planets following the statistical approach used in previous works (Carson et al. 2006; Lafrenière et al. 2007; Vigan et al. 2012) and described in the appendix. Similarly to Bonavita et al. (2012), we take into account the binary status of some stars to exclude semi-major axis values for orbits which would be unstable. The whole section relies on the two previously defined sub-samples : 37 A-F stars and 29 A-F dusty stars (Table 4). First, the frequency of wide-orbits planets is derived assuming a uniform distribution. We then use and discuss the extrapolation of RV statistics to wide-orbits in light of DI planets. Planet formation is finally considered, GI and CA, to estimate the impact on the observed occurrence of giant planets.

### 5.1. Occurrence of giant planets from a uniform distribution

Assuming a uniform distribution of planets in a grid [1, 1000] AU and [1, 13]  $M_J$ , we use MC simulations to measure the detection probability  $p_j$  around each star given the detection sensitivity, as in section 4.3. The probability density function is then derived using equations A.1 and A.2, assuming a flat prior. Finally, the confidence interval of the true  $f$  is computed using equation A.4.

First, we focus on the relevant A-F statistical sample (see Table 1). In this sample, 2 stars harbor at least one giant planet,  $\beta$  Pictoris and HR 8799. Since these two stars match our selection criteria, they were originally included in our sample, even if the giant planets have been discovered by other observations.

We thus take, in our analysis, at least two planetary detections (since our observations lead to the confirmation of their status). The Figure 8 shows the posterior distribution as function of  $f$  in the interval [1, 1000] AU and [1, 13]  $M_J$ . The observed rate of giant planet at wide orbit leads  $f$  to be  $16.1^{+26.3}_{-11.2}$  % with a confidence level (CL) of 95 %. At 68 % CL, this rate becomes  $16.1^{+8.7}_{-5.3}$  %. If one considers the sample of 29 A-F dusty stars, thus with the same planet detections, the giant planet occurrence is  $21.4^{+35.7}_{-14.9}$  % at 95 % CL or  $21.4^{+13.8}_{-7.1}$  % at 68 % CL. Due to our poor sensitivity to close-in and/or low mass planets, these values are relatively high. If we restrain the interval of interest to [5, 320] AU and [3, 14]  $M_J$  as in Vigan et al. (2012), then the A-F sample has an occurrence of giant planets of  $7.4^{+3.6}_{-2.4}$  % at 68 % CL which matches the results obtained by the authors.

The same approach can be done to derive the frequency of brown dwarfs. Taking into account the detection of HR 7329 b in the A-F sample,  $f$  is  $6.5^{+16.6}_{-5.0}$  % and  $8.7^{+29.4}_{-6.6}$  % in the A-F dusty sample in the interval [1, 1000] AU and [14, 75]  $M_J$  at 95 % CL. The confidence interval is smaller compared to the statistical results for giant planets due to our high sensitivity to brown dwarfs.

Finally, the full survey of 59 young, nearby, and B- to M-type stars can also give some constraints on the occurrence of planets within a broad sample of stars. Since the companions to AB Pic, HR 7329, HR 8799, and  $\beta$  Pictoris were previously detected out of our observations, we consider here a null detection within 55 stars of our survey. Using equation A.6, an upper limit to the frequency of giant planets can be derived with our detection limits and MC simulations. It comes out that less than 25 % among our 55 stars harbors a giant planet in the range [40, 600] AU and [5, 13]  $M_J$  at 95 % CL. Note that this upper limit sharply increases towards smaller mass planets and also to a wider semi-major range due to our poor sensitivity. We also remind that this sample is statistically less relevant than the previous ones since it is more heterogenous in terms of stellar mass, distance, and spectral type.

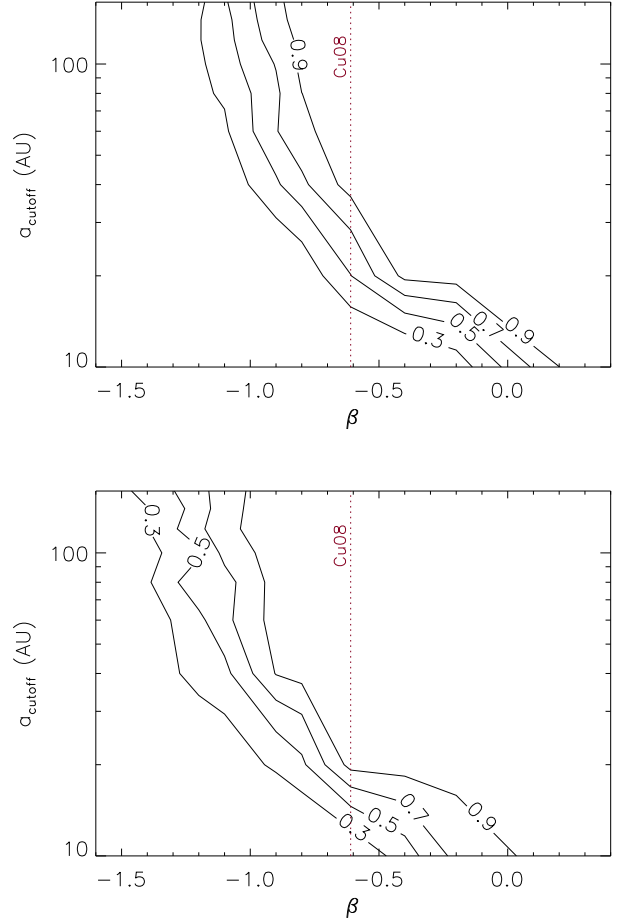
## 5.2. Giant planet population extrapolating radial velocity results

Radial velocity results provided a lot of statistical results on the giant planet properties but also on the distribution of the population with respect to the mass and/or semi-major axis. However, such results are intrinsically limited so far to close-in planets (typically 3 – 5 AU). Numerous publications present statistical analysis on giant planet detected by deep imaging using extrapolation of the RV frequencies and distributions to planets on larger orbits (Lafrenière et al. 2007; Kasper et al. 2007; Nielsen & Close 2010; Vigan et al. 2012). We briefly present in the following sections the outcomes of our sample based on the same approach, considering the detections around  $\beta$  Pic and HR 8799.

### 5.2.1. Extrapolation of the radial velocity planets distribution

We assume that the mass and semi-major axis distributions follow the simple parametric laws of index  $\alpha$  and  $\beta$  :  $dN \propto M_p^\alpha dM_p$  with  $\alpha = -1.31$  and  $dN \propto a^\beta da$  with  $\beta = -0.61^4$  (Cumming et al. 2008). Here, we blindly extrapolate the distri-

<sup>4</sup> While they derived the distribution for mass and period in logarithmic bins using  $\alpha$  as the index for  $P$ , we used the mass and semi-major axis distribution with linear bins using  $\alpha$  referring to  $a$ .



**Fig. 9.** Contours showing the confidence level at which we can reject a planet distribution following a mass power law  $dN \propto M^\alpha dM$  and a semi-major axis one  $dN \propto a^\beta da$  at a given semi-major axis cutoff. **Top :** Semi-major axis cutoff vs semi-major axis power law index  $\beta$  for  $\alpha = -1.5$ . **Bottom :** Semi-major axis cutoff vs semi-major axis power law index  $\beta$  for  $\alpha = 1.1$ , i.e. with more massive planets. The upper cutoff for the Cumming et al. (2008)  $\beta$  index of  $-0.61$  is over plotted (dotted line). These figures use LOCI and nADI detection limits and the COND03 (Baraffe et al. 2003) for the mass-luminosity relationship.

bution to larger semi major axis while it is formally valid only for planets with semi-major axis below  $\approx 3$  AU.

For this calculation, we populate a grid of mass and semi-major axis in the intervals [1, 13] and [1, 1000] ( $M_J$  and AU) to the Cumming et al. (2008) power-laws and run MC simulations to derive the probability density distribution as in section 5. If the giant planet population on wide orbits follows the RV power-laws, then their frequency range from our study is  $22.0^{+37.4}_{-15.3}$  % at 95 % CL or  $22.0^{+14.8}_{-7.3}$  % at 68 % CL in the A-F sample. This rate becomes  $28.3^{+37.9}_{-19.7}$  % at 95 % CL or  $28.3^{+19.6}_{-9.6}$  % at 68 % CL in the A-F dusty sample.

However, there are intrinsic limitations on this study and the outputs, eventhough close in values as the ones reported among an uniform distribution, have to be taken with care. The used distribution fits the statistic for solar-type stars up to few AU (coming from RV surveys) and is arbitrarily extrapolated to large separations. There is also no evidence that the few planets detected

so far at large orbit separations have similar properties and distributions.

### 5.2.2. Constraining the parametric laws for the giant planet distribution

This likelihood approach answers the question : 'How consistent is a given giant planet population with our observing results?' Answering this question requires 1/ to know all giant planet population parameters and 2/ to know the fraction of stars with giant planets according to this given distribution. For each star, we can then derive the number of expected detections given the detection sensitivity and compare to our observations. Such comparison allows us to constrain a given distribution of wide orbit giant planets. Likewise, a giant planet population in which 95 % of the predicted planets would have lead to detections can be considered as strongly inconsistent with our survey. Finally, this study relies on the strong assumption that we know the frequency of giant planets in the range where our survey is sensitive to.

In the following, we use a population of planets given by power laws similar to the ones from Cumming et al. (2008) and we also add an additional parameter which is  $a_{\text{cutoff}}$ , the semi-major axis beyond which there are no planets. Our intervals of interest for the simulation are [1, 1000] AU and [1, 13]  $M_J$ , normalized with  $f = 10.5\%$  over the range [0.3, 10]  $M_J$ , [2, 2000] days in period from Cumming et al. (2008).  $f_{\text{norm}}$  is thus set with the ratio of the integrated power laws for a pair ( $\alpha$ ,  $\beta$ ) over [1, 13]  $M_J$  and [1, 1000] AU and the same over the RV ranges.

We explored a grid of  $\alpha$ ,  $\beta$ , and  $a_{\text{cutoff}}$  with a sampling of 0.2 for the power law indices and 20 AU for the cutoff to derive the expected number of planets for each combination of parameters over the A-F sample (similar results are obtained with the A-F dusty sample). We illustrate the confidence level at which we can reject each model in Figure 9 as a function of  $\beta$  and  $a_{\text{cutoff}}$  for the A-F sample for two values of  $\alpha$  : -1.5 and 1.1, values corresponding to the extrema of our grid and thus showing the trend of the rejections. All results (ours and previous publications) are consistent with a decreasing number of giant planets ( $\beta \leq -0.61$ ) while their mass increase. Considering the Cumming et al. (2008) distributions, a semi-major axis cut-off around 45 – 65 AU at 95 % CL is found.

We remind that mixing power-laws derived from RV and giant planets with possibly different formation processes and evolutions has to be considered with caution.

### 5.3. Giant planet formation by gravitational instability

Gravitational instability is a competitive scenario to form giant planets, specially at large separations. Such a process becomes more efficient within massive disks, i.e. around massive stars. Since our statistical sample contains A-F and/or dusty stars, i.e. massive stars, we were strongly tempted to test the predictions of GI models with our observing results. We hence adopted the same approach as Janson et al. (2011). The reader is referred to Gammie (2001) for a detail description. The 1D current model of disk instability provides formation criteria, which if fulfilled, create an allowed formation space in the mass-sma diagram. The first one is the well known Toomre parameter (Toomre 1981) which has to be low enough to allow local gravitational instability in a keplerian accretion disk :

$$Q = \frac{c_s \kappa}{\pi G \Sigma} \leq 1$$

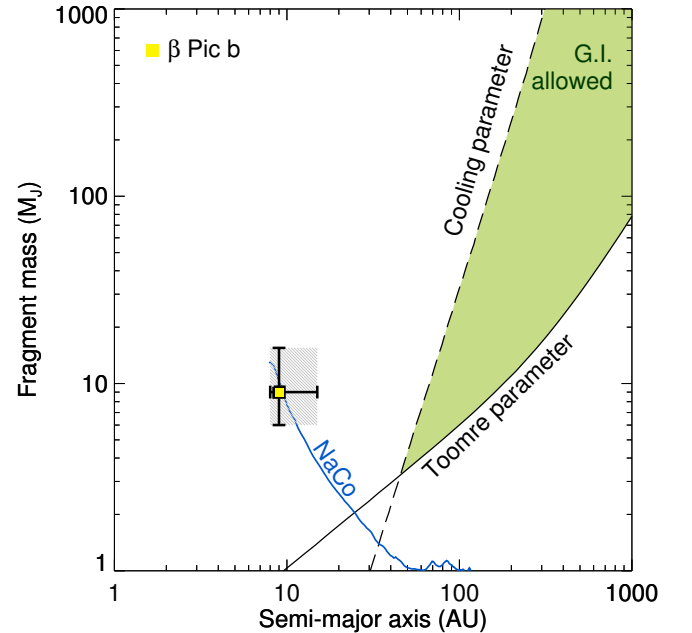
where  $Q$  is the Toomre parameter,  $c_s$  the sound speed,  $\kappa$  the epicyclic frequency and  $\Sigma$  the gas surface density. The Toomre parameter is fulfilled at larger radius only when the local mass is high enough. Therefore, fulfilling the Toomre criteria leads to a given value  $\Sigma$  which can be converted to mass and thus states a lower limit in the mass-sma diagram :

$$\pi r^2 \Sigma \geq \frac{H}{r} M_\star$$

where  $H = c_s/\Omega$  is the disk scale height. The other parameter which drives the instability is the cooling time,  $\tau_c$  which, if higher than a few local keplerian timescale  $\Omega^{-1}$ , i.e. at small separation, stabilizes the disk through turbulent dissipation (Gammie 2001; Rafikov & Goldreich 2005). It thus puts an upper boundary in the mass-sma diagram :

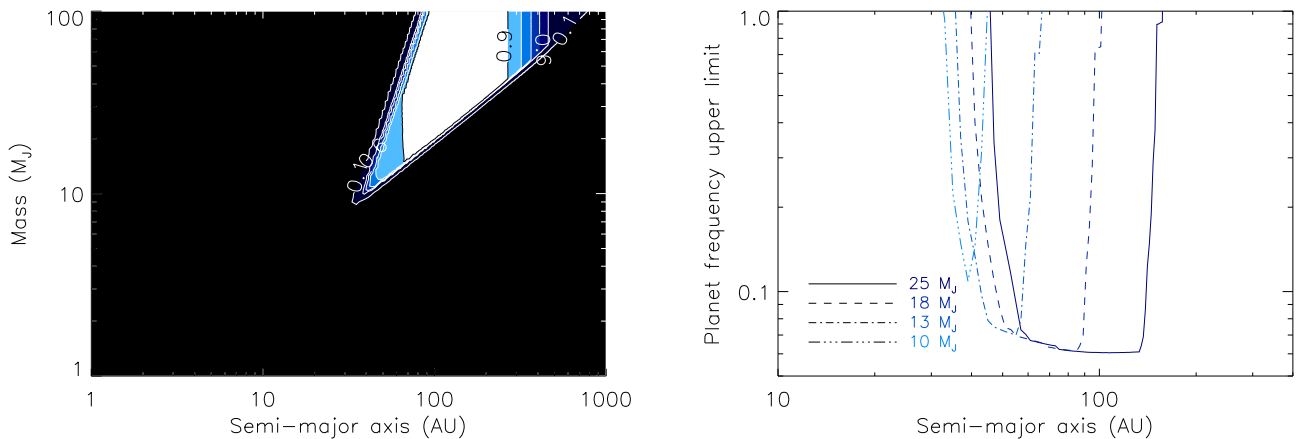
$$M_f = \Sigma(2\pi H)^2$$

where  $2\pi H$  is the wavelength of the most unstable mode. Such boundaries, being global and excluding long term evolution, assume planets formed in-situ with masses of the disk fragments.



**Fig. 11.** Disk instability model predictions for  $\beta$  Pictoris. The lower solid curve corresponds to the Toomre criteria which excludes the formation of planets below it. The upper dashed curve corresponds the cooling criteria which only allows disk fragmentation below it. The allowed formation space is in between. The 1D average detection limit curve has been over plotted (blue solid line) but with a projected separation. The location of  $\beta$  Pictoris b has been over plotted to the graph with new error bars from Bonnefoy et al. (2013).

The model computes both boundary curves for each star in the sample, taking into account the stellar mass, luminosity, and metallicity, the later being extracted from Ammons et al. (2006) or set to the solar one when the information was not available and luminosities derived from isochrones of Siess et al. (2000) using their absolute K magnitude, spectral type age, and metallicity. The model is very sensitive to the stellar luminosity since



**Fig. 10. Left :** Mean detection probability map of the A-F sample as function of the mass and semi-major axis of the substellar companion. A uniform grid distribution has been used to generate the population but the formation limits derived from the gravitational instability models exclude for each star the planets which do not fulfill both criteria. The detection maps from LOCI and nADI algorithms were used with COND03 (Baraffe et al. 2003) evolutionary models to convert from contrast to mass. Contour lines are regular from 0.5 to 0.9 plus one at 0.1. **Right :** Corresponding estimation of the upper limit, with a confidence level of 95 %, on the fraction of stars from the A-F sample, harboring at least one object companion in the same semi-major axis range. The curves for 25  $M_J$ , 18  $M_J$ , 13  $M_J$  and 10  $M_J$  have been plotted since lower mass planets are not allowed to form via the disk instability mechanism.

strong illumination favors the disk to be gravitationally stable (Kenyon & Hartmann 1987). Figure 11 shows one example for  $\beta$  Pictoris. The Toomre and cooling criteria are fulfilled around 40 AU for very massive planets ( $\geq 3 M_J$ ) and this trend rapidly increases with the separation, thus leading to the brown dwarf and stellar regimes. Note that considering a lower mass star would lead to push the boundaries inwards.

We then run MC simulations in a uniform grid of mass and semi-major axis in the interval [1, 100] and [1, 1000] ( $M_J$  AU) as in section 5. Points of the grid out of the allowed range for each star are removed according to the formation limits. We remind that these predictions are not normalized due to the absence of knowledge on physical and statistical properties of protoplanetary disks in which GI starts. The mean detection probability over the A-F sample is plotted on Figure 10, left panel. Only high mass planets and brown dwarfs fulfill the formation criteria and there are almost all detectable.

$\beta$  Pictoris b, HR 8799 b, c, and d are too light and too close to their stars, so they do not fulfill both GI boundary conditions ( $M \leq 10 M_J$  below 70 AU). Therefore, we cannot use these detections to derive the rate of giant planets according to GI mechanism. We instead estimate the upper limit on  $f$ ,  $f_{\max}$  using equation A.6. We derive and plot  $f_{\max}$  (Figure 10, right panel) for the A-F sample only for the mass regime allowed by this approach, which extends between very few tens of AU. The curves are offset one from another due to the fact that higher mass object can be formed in-situ at larger distance from the central star. It came out that less than 20 % ( $\leq 23$  % for the A-F dusty sample) stars harbor at least a 13  $M_J$  planet between 40 and 60 AU and less than 25 % ( $\leq 27$  %) a 10  $M_J$  in the range [32, 45] AU.

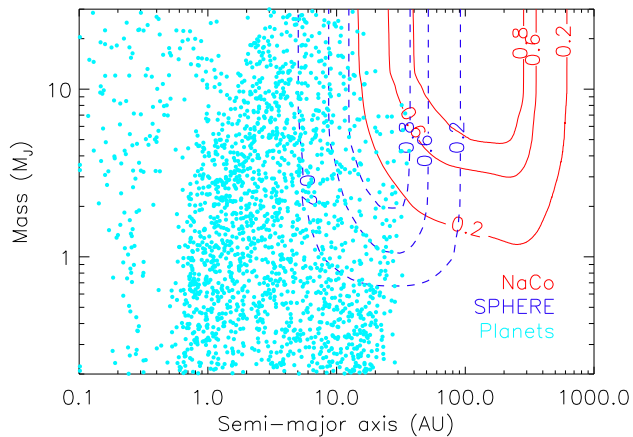
On the other hand, 1/ Figure 10, left panel, shows our high sensitivity to brown dwarf on wide orbits, and 2/ HR 7329, belonging to the A-F dusty sample so as to the A-F one, hosts a detected brown dwarf companion for which the formation is allowed according to our GI model. We can therefore estimate the rate of formed objects as in section 5. Since GI can form planetary to brown dwarf mass objects, we explore the full range

[1, 75] and [1, 1000] ( $M_J$  and AU). We found that  $f$  equals to  $3.2^{+2.2}_{-1.0}$  % for the A-F sample and  $4.3^{+2.4}_{-1.3}$  % for the A-F dusty one at 68 % CL if formed by this mechanism.

It comes out that such GI boundaries prevent the formation of low mass and close-in giant planets but would enhance the presence of brown dwarf and low mass star companions. Since high mass stars would facilitate the GI mechanism by harboring massive disks, one would expect to find a higher occurrence of low mass stars or substellar companions rather than planets and a continuous distribution between the wide orbit giant planets detected so far and higher mass objects (Kratter et al. 2010).

This approach is a first step towards understand planet formation by GI and the analysis can be improved by taking into account the following steps. First, Meru & Bate (2011) shows that using proper 3D global radiative transfer codes and hydrodynamical simulations, closer-in disk region might become unstable, phenomena which was prevented assuming global simple cooling time law. Kratter & Murray-Clay (2011) refines the definition of  $Q$  and the cooling time leading GI to be possible at smaller separations. Second, the probability of clump formation towards planets was assumed to be one but long lived clumps require careful considerations about disk dynamics (Durisen et al. 2007). Then, clump evolution (e.g. Galvagni et al. 2012) and fragmentation might lead to the formation of lower mass planets. HR 8799 seems a good test-case for such hypothesis. Indeed, the three outer planets orbit the star too far away to have form via core accretion. Gravitational instability naturally comes out as alternative scenario. However, each planet, with its mass and separation, does not fulfill the Toomre and cooling time criteria following our models. Considering all three together, even four mass planets ( $\approx 30 M_J$ ) onto a single disk fragment at a mean separation satisfies our boundaries. One might speculate that this clump would have then broken after collapse leading to individual evolution of the planets. Finally, long term clump evolution was also not taken into account in our study. A self-gravitating clump will still accrete a large amount of gas. Even if the disk fragment into an initially planetary mass clump, this





**Fig. 12.** Synthetic planetary population predicted assuming the core-accretion scenario similar as in Mordasini et al. (2012) for the case of  $2 M_{\text{J}}$  central stars. The 20 %, 60 % and 80 % detection probability curves (red) are overplotted to the planet population revealing the poor sensitivity of our survey on such kind of formed planets. The SPHERE/IFS performances (dashed) have also been plotted assuming contrast curves from Mesa et al. (2011). The short high-sensitivity window is due to the small FoV of the IFS ( $1.77''$ ) which can be overcome with the larger IRDIS FoV.

fragment will accrete gas, become more massive, and thus might exceed the deuterium burning limit mass (Boss 2011). However such formation takes about  $10^5$  yr, gas accretion is expected to be turned off by disk dissipation by strong UV irradiation of the surrounding high mass stars in the host-star forming region (Durisen et al. 2007) so that one might expect light clump growth to stop before getting too massive.

#### 5.4. Giant planet formation by core-accretion

We now investigate the planet formation and evolutionary model of Mordasini et al. (2012) which predicts the final state of planets following the core accretion scenario and normalized by the frequency of observed disks. The synthetic population is calculated assuming a  $2 M_{\odot}$  central star, a mean disk lifetime of 4 Myr, that gap formation does not reduce gas accretion<sup>5</sup>, and considering one embryo per disk-simulation (hence no outward migration of resonant pairs or scattering possible). A comparison with RV data shows that this simulation produces too massive and too close-in giant planets, but this synthetic population can be considered as a rough approximation (see also in Alibert et al. 2011). We then try to test the predicted expected population at wide orbits with this approach so with direct imaging results. We run the MC simulations ran with planets extracted from this synthetic population.  $10^4$  random orbits were generated for each planet and the projected position on the sky was computed as before.

In Figure 12, we show the extracted planet population (already normalized) as well as the detection probability at 20 %, 60 %, and 80 % for the A-F sample. It comes out that there is no incompatibility between the synthetic population and the

<sup>5</sup> This question is still debated since gap formation might lead to a reduction (e.g. Lubow et al. 1999), but this might be counterbalanced by the effects of eccentric instability (Kley & Dirksen 2006).

results of our survey. Indeed, we are marginally sensitive to the farthest predicted giant planets (the predicted fraction with detectable planets is around 0.06 %) so we cannot reject their existence. Notwithstanding, CA is expected to become inefficient to form planets at separations larger than a tens of AU. Moreover, the domain probed by our detection sensitivity, i.e. beyond 40 AU, well matched the region where CA inoperates as seen in Figure 12. The 5 – 20 AU gap between deep imaging surveys and those from radial velocity will be at least partly fill in thanks to the forthcoming extreme adaptive optic instruments VLT/SPHERE (Beuzit et al. 2008) and Gemini/GPI (Macintosh et al. 2008) thanks to excellent detection limits and lower inner working angles. Using the same MC simulations, we compute the mean detection probability curves (Figure 12)<sup>6</sup>. We show that the improved capabilities of SPHERE will allow indeed to decrease this gap, by detecting a few Jupiter-like planets down to 5 AU. However, its overall sensibility (in mass and separation) will not allow to entirely probe the predicted giant planet population (the predicted fraction with detectable planets being around 0.6 %). Another complementary way to fill this gap is to use both RV and direct imaging on selected young targets, as demonstrated in Lagrange et al. (2012, *subm.*).

## 6. Concluding remarks

Here, we have reported the observations and analysis of a survey of 59 stars with VLT/NaCo at  $L'$ -band ( $3.8\mu\text{m}$ ) with the goal to detect and characterize giant planets on wide-orbits. The selected sample favors young, i.e.  $\leq 70$  Myr, nearby,  $\leq 100$  pc, dusty, and early-type stars to maximize the range of mass and separation over which the observations are sensitive. The optimized observation strategy with the angular differential imaging in thermal-band and a dedicated data reduction using various algorithms allow us to reach a contrast between the central star and an off-axis point source of 12 mag at  $0.3''$ , 13.5 mag at  $0.5''$  up to 14 mag farther away in the best case. Despite the good sensitivity of our survey, we do not detect any new giant planet. New visual binaries have been resolved, HIP 38160 confirmed as a comoving pair and HIP 79881 and HIP 53524 confirmed as background objects. We also report the observations of a perfect laboratory-case! for disk evolution with the sub-arcsecond resolved disk surrounding HD 142527 (dedicated publication in Rameau et al. (2012)).

We used Monte-Carlo simulations to estimate the sensitivity survey performance in terms of planetary mass and semi-major axis. The best detection probability matches the range 40 – 300 AU, with maxima at 93 % for a  $10 M_{\text{J}}$  planet and 58 % for a  $3 M_{\text{J}}$  planet. Brown dwarfs would have been detected with more than 70 % probability within the same semi-major axis range.

A dedicated statistical analysis was carried out to understand and constrain the formation mechanism of giant planets. From literature and archive data, we focused on two volume-limited samples, representatives of almost 60 % to more than 70 % of the full set of stars being younger than 100 Myr, closer than 65 pc, to the South (dec  $\leq 25$  deg), A-or F-type, and with/without infrared excess at 24 and/or  $70\mu\text{m}$ . We computed the frequency of giant planets at wide orbits, in the interval [1, 13] and [1, 1000] ( $M_{\text{J}}$  and AU), summarized in Table 8 :

<sup>6</sup> Only a small semi-major axis range is covered by the curves since we considered only the IFS instrument which has a small FoV ( $1.77''$ ). Larger FoV will be provided by the IRDIS focal instrument.

**Table 8.** Confidence interval of the frequency of giant planets with a confidence level of 68 % reported in this work around young, nearby and dusty A-F stars assuming different planet populations, the detections of  $\beta$  Pictoris b and the system around HR 8799 for planets, and the detection of HR 7329 b as brown dwarf.

Sep. range (AU)	Mass range ( $M_J$ )	Frequency (%)	Distribution
A-F sample			
[1, 1000]	[1, 13]	10.8 – 24.8	flat
[1, 1000]	[1, 13]	14.8 – 36.8	Cu08
[1, 1000]	[1, 75]	2.2 – 5.4	flat+GI
A-F dusty sample			
[1, 1000]	[1, 13]	14.3 – 35.2	flat
[1, 1000]	[1, 13]	18.7 – 47.9	Cu08
[1, 1000]	[1, 75]	2.9 – 6.7	flat+GI

**Notes.** Results on the frequency of giant planets are reported according to a flat/uniform giant planet distribution or to a power law distribution of giant planets with the mass and semi-major axis (Cumming et al. 2008) or driven by formation boundaries according to the gravitational instability scenario. The first two scenarii consider the detections of two planetary systems whereas the later set with one brown dwarf detection since planet formation through GI remains very low because they are not allowed to form closer-in and become too massive farther out.

- in both A-F and A-F dusty samples, two giant planetary systems have been detected so far :  $\beta$  Pictoris and HR 8799, yielding a wide-orbit giant planet occurrence between 4.9 % and 42.4 % for the A-F sample and between 6.5 % and 56.9 % for the A-F dusty sample at 95 % CL, assuming a uniform distribution. These results are consistent with the upper limit found in the litterature and also with the rate of planets around the volume-limited sample of 42 A-type stars by Vigan et al. (2012) (see results in Table 1).
- if the population of giant planets on wide orbits follows the distribution of the ones detected by RV below 5 AU from Cumming et al. (2008), the 95 % confidence interval for  $f$  is 6.7 – 59.5 % for the A-F sample, and 8.6 – 66.2 % for the A-F dusty sample. We remind that such an assumption is probably incorrect as it implicitly assumes that wide orbit giant planets have similar origins and properties as close-in ones around Sun-like stars.
- planets formed via gravitational instability within protoplanetary disks are expected to be massive and to orbit far away from their host stars if they remain in situ. We consider such planets to form and remain in situ where such instability could occur. Since  $\beta$  Pic b, HR 8799 b,c, and d are not allowed to form via GI according to our model, we only computed upper limit to the frequency of giant planets. We find that less than 25 % of stars could form and retain a 10 – 13  $M_J$  between 30 – 60 AU in the A-F sample (so as for the A-F dusty sample). Closer in, disk instabilities are quickly prevented so that no planet can be formed, whereas the disk fragmentation rapidly leads to brown dwarfs and stellar regimes farther away.

These results would corroborate a correlation between the presence of debris disk and giant planets since the rates tend to be slightly eventhough higher in the A-F dusty sample than in the A-F one. They also point towards a similar occurrence of

giant planets on wide (from AO imaging) and close (from RV measurement) separations. They suggest a break up of the positive correlation between the separation, the mass, and the distribution derived from close-in CA planets and the population of wide orbit giant planets. The later is consistent with a decreasing distribution with larger semi-major axis. All previous surveys reported such bimodal behavior of the distribution which would be a signpost of different modes of gas giant formation (Boley et al. 2009). Upcoming extreme AO surveys will probe the transition region between the two regimes revealing if it is continuous, i.e. same formation process or, not (Kratter et al. 2010).

Since our survey is very sensitive to high mass objects (i.e.  $\geq 10 M_J$ ), we can derive the rate of brown dwarfs to be  $6.2^{+3.6}_{-1.9}$  % in the A-F sample and  $8.7^{+7.8}_{-2.7}$  % in the A-F dusty one, at 68 % CL in the interval [14, 75] and [1, 1000] ( $M_J$  AU) assuming a uniform distribution, results which are consistent with the litterature. From the GI formation boundaries, these rate become  $3.2^{+2.2}_{-1.0}$  % in the A-F sample and  $4.2^{+3.5}_{-1.3}$  % in the A-F dusty one.

We finally recall that all the detection limit estimations are based on mass-luminosity relations that are still debated. Also, they strongly rely on age estimates which are much less accurate for early-type stars when they do not belong to a moving group. The long term dynamical evolution of planetary system (migration in e.g. Papaloizou et al. 2007, scattering Crida et al. 2009; Raymond et al. 2012) plays also a key role, and the giant planet distribution at a given age could be different from the one at formation stages.

*Acknowledgements.* The authors are grateful to the anonymous referee and editor for useful advices and comments that improved the readability of this publication. JR thanks ESO staff for conducting the observations and A. Vigan for fruitful discussion about MC simulations and for providing his published detection limits. This research has made use of the SIMBAD database and the VizieR catalogue access tool, operated at CDS, Strasbourg, France. The original description of the VizieR service was published in A&AS 143, 23. This work makes also use of EURO-VO TOPCAT software. The EURO-VO has been funded by the European Commission through contracts RI031675 (DCA) and 011892 (VO-TECH) under the 6th Framework Programme and contracts 212104 (AIDA) and 261541 (VO-ICE) under the 7th Framework Programme. We also use 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. JR, GC, and AML acknowledge financial support from the French National Research Agency (ANR) through project grant ANR10-BLANC0504-01. SD acknowledges partial support from PRIN INAF 2010 "Planetary systems at young ages".

## References

- Acke, B. & van den Ancker, M. E. 2004, A&A, 426, 151  
 Alibert, Y., Mordasini, C., & Benz, W. 2004, A&A, 417, L25  
 Alibert, Y., Mordasini, C., & Benz, W. 2011, A&A, 526, A63  
 Allard, F. & Homeier, D. 2012, ArXiv e-prints  
 Ammons, S. M., Robinson, S. E., Strader, J., et al. 2006, ApJ, 638, 1004  
 Augereau, J. C., Nelson, R. P., Lagrange, A. M., Papaloizou, J. C. B., & Mouillet, D. 2001, A&A, 370, 447  
 Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, A&A, 402, 701  
 Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series  
 Biller, B., Lacour, S., Juhász, A., et al. 2012, ArXiv e-prints  
 Biller, B. A., Close, L. M., Masciadri, E., et al. 2007, ApJS, 173, 143  
 Boley, A. C., Lake, G., Read, J., & Teyssier, R. 2009, ApJ, 706, L192  
 Bonavita, M., Chauvin, G., Desidera, S., et al. 2012, A&A, 537, A67  
 Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2013, A&A, 549, A109  
 Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., et al. 2013, ArXiv e-prints  
 Bonnefoy, M., Chauvin, G., Rojo, P., et al. 2010, A&A, 512, A52  
 Bonnefoy, M., Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., et al. 2011, A&A, 528, L15+  
 Boss, A. P. 2011, ApJ, 731, 74  
 Bowler, B. P., Liu, M. C., Dupuy, T. J., & Cushing, M. C. 2010, ApJ, 723, 850

- Burrows, A., Sudarsky, D., & Lunine, J. I. 2003, *ApJ*, 596, 587
- Cameron, A. G. W. 1978, *Moon and Planets*, 18, 5
- Carson, J., Thalmann, C., Janson, M., et al. 2012, *ArXiv e-prints*
- Carson, J. C., Eikenberry, S. S., Smith, J. J., & Cordes, J. M. 2006, *AJ*, 132, 1146
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Beust, H., et al. 2012, *ArXiv e-prints*
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Bonavita, M., et al. 2010, *A&A*, 509, A52
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, *A&A*, 425, L29
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Zuckerman, B., et al. 2005, *A&A*, 438, L29
- Crepp, J. R. & Johnson, J. A. 2011, *ApJ*, 733, 126
- Crida, A., Masset, F., & Morbidelli, A. 2009, *ApJ*, 705, L148
- Cumming, A., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2008, *PASP*, 120, 531
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, *VizieR Online Data Catalog*, 2246, 0
- De Rosa, R. J., Bulger, J., Patience, J., et al. 2011, *MNRAS*, 415, 854
- Delorme, P., Lagrange, A. M., Chauvin, G., et al. 2012, *A&A*, 539, A72
- Devillar, N. 1997, *The Messenger*, 87
- Dodson-Robinson, S. E., Veras, D., Ford, E. B., & Beichman, C. A. 2009, *ApJ*, 707, 79
- Dommanget, J. & Nys, O. 2002, *VizieR Online Data Catalog*, 1274, 0
- Durisen, R. H., Boss, A. P., Mayer, L., et al. 2007, *Protostars and Planets V*, 607
- Ehrenreich, D., Lagrange, A.-M., Montagnier, G., et al. 2010, *A&A*, 523, A73
- Endl, M., Cochran, W. D., Kürster, M., et al. 2006, *ApJ*, 649, 436
- Esposito, S., Mesa, D., Skemer, A., et al. 2012, *ArXiv e-prints*
- Fortney, J. J., Lodders, K., Marley, M. S., & Freedman, R. S. 2008, *ApJ*, 678, 1419
- Fukagawa, M., Tamura, M., Itoh, Y., et al. 2006, *ApJ*, 636, L153
- Galvagni, M., Hayfield, T., Boley, A., et al. 2012, *MNRAS*, 427, 1725
- Gammie, C. F. 2001, *ApJ*, 553, 174
- Girard, J. H. V., Kasper, M., Quanz, S. P., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7736, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Girard, J. H. V., O'Neal, J., Mawet, D., et al. 2012, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 8447, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Guillot, T., Santos, N. C., Pont, F., et al. 2006, *A&A*, 453, L21
- Haakonsen, C. B. & Rutledge, R. E. 2009, *ApJS*, 184, 138
- Hillenbrand, L. A., Carpenter, J. M., Kim, J. S., et al. 2008, *ApJ*, 677, 630
- Holmberg, J., Nordström, B., & Andersen, J. 2007, *A&A*, 475, 519
- Janson, M., Bergfors, C., Goto, M., Brandner, W., & Lafrenière, D. 2010, *ApJ*, 710, L35
- Janson, M., Bonavita, M., Klahr, H., & Lafrenière, D. 2012, *ApJ*, 745, 4
- Janson, M., Bonavita, M., Klahr, H., et al. 2011, *ApJ*, 736, 89
- Johnson, J. A. 2007, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 39, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 150.03
- Johnson, J. A., Aller, K. M., Howard, A. W., & Crepp, J. R. 2010, *PASP*, 122, 905
- Kains, N., Wyatt, M. C., & Greaves, J. S. 2011, *MNRAS*, 414, 2486
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kalas, P., Graham, J. R., & Clampin, M. 2005, *Nature*, 435, 1067
- Kasper, M., Apai, D., Janson, M., & Brandner, W. 2007, *A&A*, 472, 321
- Kennedy, G. M. & Kenyon, S. J. 2008, *ApJ*, 682, 1264
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. 1987, *ApJ*, 323, 714
- Kley, W. & Dirksen, G. 2006, *A&A*, 447, 369
- Kley, W. & Nelson, R. P. 2012, *ARA&A*, 50, 211
- Kratter, K. M. & Murray-Clay, R. A. 2011, *ApJ*, 740, 1
- Kratter, K. M., Murray-Clay, R. A., & Youdin, A. N. 2010, *ApJ*, 710, 1375
- Krivov, A. V. 2010, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 10, 383
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *ApJ*, 660, 770
- Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., Milli, J., et al. 2012a, *A&A*, 542, A40
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57
- Lagrange, A.-M., De Bondt, K., Meunier, N., et al. 2012b, *A&A*, 542, A18
- Lagrange, A.-M., Desort, M., Galland, F., Udry, S., & Mayor, M. 2009a, *A&A*, 495, 335
- Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009b, *A&A*, 493, L21
- Lagrange, A.-M., Meunier, N., Chauvin, G., et al. 2012c, *A&A*
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in *SPIE*, Vol. 4841, 944–952
- Lin, D. N. C., Bodenheimer, P., & Richardson, D. C. 1996, *Nature*, 380, 606
- López-Santiago, J., Montes, D., Crespo-Chacón, I., & Fernández-Figueroa, M. J. 2006, *ApJ*, 643, 1160
- Lovis, C. & Mayor, M. 2007, *A&A*, 472, 657
- Lowrance, P. J., Schneider, G., Kirkpatrick, J. D., et al. 2000, *ApJ*, 541, 390
- Lubow, S. H., Seibert, M., & Artymowicz, P. 1999, *ApJ*, 526, 1001
- Macintosh, B. A., Graham, J. R., Palmer, D. W., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7015, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Makarov, V. V. & Kaplan, G. H. 2005, *AJ*, 129, 2420
- Marley, M. S., Fortney, J. J., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. J. 2007, *ApJ*, 655, 541
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, 641, 556
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, *Nature*, 468, 1080
- Masciadri, E., Mundt, R., Henning, T., Alvarez, C., & Barrado y Navascués, D. 2005, *ApJ*, 625, 1004
- Mason, B. D., Wycoff, G. L., Hartkopf, W. I., Douglass, G. G., & Worley, C. E. 2001, *AJ*, 122, 3466
- Mayor, M., Marmier, M., Lovis, C., et al. 2011, *ArXiv e-prints*
- McCaughrean, M. J. & Stauffer, J. R. 1994, *AJ*, 108, 1382
- Meru, F. & Bate, M. R. 2011, in *IAU Symposium*, Vol. 276, IAU Symposium, ed. A. Sozzetti, M. G. Lattanzi, & A. P. Boss, 438–440
- Mesa, D., Gratton, R., Berton, A., et al. 2011, *A&A*, 529, A131
- Miller, N. & Fortney, J. J. 2011, *ApJ*, 736, L29
- Mizuno, H. 1980, *Progress of Theoretical Physics*, 64, 544
- Mizusawa, T. F., Rebull, L. M., Stauffer, J. R., et al. 2012, *AJ*, 144, 135
- Moffat, A. F. J. 1969, *A&A*, 3, 455
- Morales, F. Y., Rieke, G. H., Werner, M. W., et al. 2011, *ApJ*, 730, L29
- Mordasini, C., Alibert, Y., & Benz, W. 2009, *A&A*, 501, 1139
- Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W., Klahr, H., & Henning, T. 2012, *A&A*, 541, A97
- Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A. M. 1997, *MNRAS*, 292, 896
- Nakajima, T. & Morino, J.-I. 2012, *AJ*, 143, 2
- Neuhäuser, R., Ginski, C., Schmidt, T. O. B., & Mugrauer, M. 2011, *MNRAS*, 416, 1430
- Nielsen, E. L. & Close, L. M. 2010, *ApJ*, 717, 878
- Papaloizou, J. C. B., Nelson, R. P., Kley, W., Masset, F. S., & Artymowicz, P. 2007, *Protostars and Planets V*, 655
- Patience, J., Bulger, J., King, R. R., et al. 2011, *A&A*, 531, L17
- Pecaut, M. & Mamajek, E. 2010, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 42, American Astronomical Society Meeting Abstracts #215, 455.30
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Pourbaix, D., Tokovinin, A. A., Batten, A. H., et al. 2004, *A&A*, 424, 727
- Rafikov, R. R. & Goldreich, P. 2005, *ApJ*, 631, 488
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *A&A*
- Raymond, S. N., Armitage, P. J., Moro-Martín, A., et al. 2012, *A&A*, 541, A11
- Rebull, L. M., Stapelfeldt, K. R., Werner, M. W., et al. 2008, *ApJ*, 681, 1484
- Rhee, J. H., Song, I., Zuckerman, B., & McElwain, M. 2007, *ApJ*, 660, 1556
- Roccatagliata, V., Henning, T., Wolf, S., et al. 2009, *A&A*, 497, 409
- Roussel, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in *SPIE*, Vol. 4839, 140–149
- Schlieder, J. E., Lépine, S., & Simon, M. 2012, *AJ*, 143, 80
- Seager, S. & Rogers, L. A. 2011, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts #218*, 211.08
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *A&A*, 358, 593
- Smith, R., Churcher, L. J., Wyatt, M. C., Moerchen, M. M., & Telesco, C. M. 2009, *A&A*, 493, 299
- Song, I., Caillault, J.-P., Barrado y Navascués, D., & Stauffer, J. R. 2001, *ApJ*, 546, 352
- Soumerai, R., Brendan Hagan, J., Pueyo, L., et al. 2011, *ApJ*, 741, 55
- Sousa, S. G., Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., & Udry, S. 2011, *A&A*, 533, A141
- Stamatellos, D. & Whitworth, A. P. 2009, *MNRAS*, 392, 413
- Su, K. Y. L., Rieke, G. H., Stansberry, J. A., et al. 2006, *ApJ*, 653, 675
- Toomre, A. 1981, *Structure and Evolution of Normal Galaxies*, ed. J. A. Fall & D. Lynden-Bell, 111
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., Melo, C. H. F., & Sterzik, M. F. 2008, *Young Nearby Loose Associations*, ed. B. Reipurth, 757
- Valenti, J. A. & Fischer, D. A. 2005, *ApJS*, 159, 141
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
- Veran, J.-P. & Rigaut, F. J. 1998, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 3353, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. D. Bonaccini & R. K. Tyson, 426–437
- Vigan, A., Patience, J., Marois, C., et al. 2012, *A&A*, 544, A9
- Whitworth, A., Bate, M. R., Nordlund, Å., Reipurth, B., & Zinnecker, H. 2007, *Protostars and Planets V*, 459
- Zuckerman, B., Bessell, M. S., Song, I., & Kim, S. 2006, *ApJ*, 649, L115
- Zuckerman, B., Rhee, J. H., Song, I., & Bessell, M. S. 2011, *ApJ*, 732, 61
- Zuckerman, B., Song, I., & Bessell, M. S. 2004, *ApJ*, 613, L65
- Zuckerman, B., Song, I., Bessell, M. S., & Webb, R. A. 2001, *ApJ*, 562, L87

## Appendix A: Statistical formalism

Our likelihood analysis approach follows the work done by Carson et al. (2006); Lafrenière et al. (2007); Vigan et al. (2012). We nevertheless recall here the steps.

The principle of detecting a planet around a star is a Bernoulli event. We note,  $p_j$  the probability to detect a giant planet around a star  $j$  if it is indeed here. This probability depends on the distance, the luminosity, and the age of the star, and on the projected position, and the luminosity of a planet, and also on the instrumental performances. We also note the fraction of stars  $f$  harboring at least a planet in the interval  $[m_{\min}, m_{\max}]$  and  $[a_{\min}, a_{\max}]$ . We assume  $f$  to be constant around the star sample. For a given  $j$  star, the probability of detecting a giant planet companion is  $f p_j$ . Given the observational results of a survey, one can let  $d_j$  to represent the detection efficiency such that  $d_j = 1$  if a planet has been detecting around the star  $j$  and 0 otherwise. Therefore, the likelihood function of the data for a set of  $N$  star will be the product of each Bernoulli event since there are independent, so that :

$$\mathcal{L}(\{d_j\}|f) = \prod_{j=1}^N (f p_j)^{d_j} (1 - f p_j)^{1-d_j} \quad (\text{A.1})$$

Then, we can apply the Bayes' rule which links the likelihood function of the data  $(\{d_j\})$  given the model  $f$   $\mathcal{L}(\{d_j\}|f)$  to the probability density of the model given the data, or posterior distribution  $P(f|\{d_j\})$ . We get :

$$P(f|\{d_j\}) = \frac{\mathcal{L}(\{d_j\}|f)P(f)}{\int_0^1 \mathcal{L}(\{d_j\}|f)P(f)df} \quad (\text{A.2})$$

The Bayes' rule also remains on the assumption on the initial probability of the model, or prior distribution  $P(f)$ , which can be the most controversial part. One can use the posterior distribution from previous studies or we can construct priors by considering no previous knowledge on  $f$  so that  $P(f) = 1$ , excluding any bias on  $f$ . The later will be our assumption for a direct comparison between surveys.

As for any estimation of a random variable, here  $f$ , the confidence interval  $[f_{\min}, f_{\max}]$  in which the true  $f$  is can be determined with the equation, considering a confidence level  $CL$  :

$$CL = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} P(f|\{d_j\})df \quad (\text{A.3})$$

which can be split into implicit equations on  $f_{\min}$  and  $f_{\max}$  :

$$\frac{1 - CL}{2} = \int_0^{f_{\min}} P(f|\{d_j\})df = \int_{f_{\max}}^1 P(f|\{d_j\})df \quad (\text{A.4})$$

In case of a null detection, Poisson statistic dictates the probability of detecting a giant planet around a given star such that the likelihood equation A.1 becomes :

$$\mathcal{L}(\{d_j\}|f) = \prod_{j=1}^N e^{-f p_j} \quad (\text{A.5})$$

Null detection sets  $f_{\min} = 0$  and the equation A.3 becomes an explicit equation for  $f_{\max}$  given CL :

$$f_{\max} = \frac{-\ln(1 - CL)}{N \langle p_j \rangle} \quad (\text{A.6})$$



## 5.2 Discussion des résultats

L'échantillon contient 59 étoiles jeunes, proches, massives et possédant de la poussière autour (peut être sous la forme de disques de débris) dans le but de maximiser le domaine de masses et de séparations accessibles par NaCo au VLT. L'utilisation de l'ADI et de l'imagerie saturée nous a permis d'atteindre des contrastes typiques de 10 – 12 mag à 0.5", soit 4  $M_{\text{Jup}}$  en moyenne. Malgré cette sensibilité, nous n'avons pas détecté de compagnon de masse planétaire mais résolu de nouveaux systèmes binaires. HD 95086 b a été détectée dans la cadre de ce programme mais l'étoile était hors de l'échantillon statistique à cause de son éloignement ( $d > 70$  pc). J'ai réalisé une étude statistique fondée sur des simulations de Monte-Carlo avec une version optimisée de l'outil MESS (Bonavita et al. 2012). J'ai montré que les meilleures probabilités de détection de ce relevé se situent entre 40 et 300 ua avec un pic à 95 % pour un objet de 10  $M_{\text{Jup}}$  et 58 % pour 3  $M_{\text{Jup}}$ . Afin de fournir des résultats significatifs, j'ai réalisé l'étude statistique sur un sous-échantillon contenant plus de 50 % des étoiles référencées à ce jour et partageant les mêmes propriétés. Dans le domaine de masses et séparations explorées, la fréquence de planètes géantes se situe entre 5 et 12 %, en considérant les limitations que ce résultat inclut (voir plus loin). En restreignant l'échantillon aux étoiles à disques, les incertitudes sur ce taux ne permettent pas encore de tester la corrélation entre la présence d'un disque et celle d'une planète géante. En combinant les résultats du relevé et les prédictions des modèles de formation, j'ai montré que l'instabilité gravitationnelle n'est pas compatible avec les observables dans l'état actuel du modèle considéré mais nécessite par exemple une fragmentation des grumeaux formés. Les prédictions des modèles d'accrétion sur coeur ne peuvent être testées par l'imagerie directe avec les performances des instruments de première génération ; SPHERE et GPI vont permettre de commencer à sonder les planètes sur les orbites les plus larges prédites par ce modèle grâce à des meilleures performances à courtes séparations.

Depuis la publication de ces études, un certain nombre de plus grands relevés ( $\geq 100$  cibles) sont en cours ou ont récemment été publiés : la campagne avec NICI (Biller et al. 2013; Nielsen et al. 2013; Wahhaj et al. 2013b), le grand programme sur NaCo (Desidera et al. 2014.; Chauvin et al. 2014; Vigan et al. 2014, en prep, Reggianni et al. 2014, en prep.), SEEDS, i.e., Strategic Explorations of Exoplanets and Disks with Subaru avec HiCIAO (Carson et al. 2013b; Janson et al. 2013; Kuzuhara et al. 2013; Brandt et al. 2014), l>IDPS, i.e., International Deep Planet Search combinant des instruments du Keck, Gemini, et VLT (Vigan et al. 2012, Galicher et al, en prep) et LEECH, i.e., LBTI Exozodi Exoplanet Common Hunt au LBT (Skemer et al. 2014). Ces relevés utilisent la même stratégie observationnelle (sauf la longueur d'onde qui varie) que l'étude que j'ai effectuée. Les premières publications confirment mes résultats et le plus grand nombre d'étoiles considérées permet d'étendre l'analyse statistique. Par exemple, la campagne NICI a étudié la fréquence de planètes géantes au sein de différentes populations d'étoiles-hôtes : massives (Nielsen et al. 2013), à disques (Wahhaj et al. 2013b), au sein des associations jeunes et proches (Biller et al. 2013). Les résultats sont très similaires en terme de fréquence planétaire observée et ne permettent pas encore d'identifier de possibles corrélations en fonction de la présence de disques ou de l'âge des systèmes. Le grand relevé NaCo va quant à lui pousser l'étude de l'influence de la masse centrale en prenant en compte les étoiles de type solaire sur un échantillon de plus de 200 étoiles (Vigan et al., en prep). Il apparaît alors que la fréquence typique des planètes géantes gazeuses est de 10 % environ, quelque soit le domaine de séparations sondé, et est donc plus faible que celle des

TABLE 5.2 – Fréquence des planètes géantes trouvée par différents relevés autour d'étoiles couvrant tous les types spectraux.

#	Tech.	Sep. (au)	Masse ( $M_{\text{Jup}}$ )	Fréquence (%)	Distribution	Référence
102 M	VR	$\lesssim 1$	$\lesssim 3$	1 – 5	observée	Bonfils et al. (2013)
156000 GK	Transit	$< 0.25$	0.7 – 3	1.1 – 1.5	observée	Howard et al. (2012)
822 FGK	VR	$\leq 5$	$\geq 0.3$	14	observée	Mayor et al. (2011)
KM	$\mu$ -lent.	$\lesssim 1$	2 – 10	10 – 20	observée	Gould et al. (2010)
31 old-A	VR	0.1 – 3	0.5 – 14	9 – 14	observée	Johnson et al. (2010)
585 FGKM	VR	$\leq 3$	0.3 – 10	10.5	observée	Cumming et al. (2008)
51 FGK	OA	10 – 500	5 – 10	$\leq 15$	uniforme	Chauvin et al. (2014)
57 BAFGKM	OA	$\geq 80$	$\geq 5$	$\leq 18$	Cu08 <sup>a</sup>	Wahhaj et al. (2013b)
70 BA	OA	59 – 460	$\geq 4$	$\leq 20$	Cu08 <sup>a</sup>	Nielsen et al. (2013)
80 BAFGKM	OA	10 – 150	1 – 20	$\leq 6$	Cu08 <sup>a</sup>	Biller et al. (2013)
37 AF	OA	5 – 320	5 – 14	5.0 – 12.0	uniforme / Cu08 <sup>a</sup>	Rameau et al. (2013b)
42 AF	OA	5 – 320	3 – 14	5.9 – 18.8	uniforme / Cu08 <sup>a</sup>	Vigan et al. (2012)
85 FGKM	OA	5 – 500	$\leq 100$	$\leq 10$	uniforme + IG <sup>b</sup>	Janson et al. (2012)
15 BA	OA	$\leq 300$	$\leq 100$	$\leq 32$	uniforme + IG	Janson et al. (2011)
118 FGKM	OA	25 – 856	$\geq 4$	$\leq 20$	uniforme / Cu08	Nielsen & Close (2010) <sup>c</sup>
88 BAFGKM	OA	$\geq 40$	5 – 13	$\leq 10$	Cu08	Chauvin et al. (2010)
88 FGKM	OA	50 – 250	0.5 – 13	$\leq 9.3$	lois en puissance $m$ and $a^d$	Lafrenière et al. (2007)
22 GKM	OA	$\geq 30$	$\geq 3$	$\leq 5$	lois en puissance $m$ and $a^d$	Kasper et al. (2007)

**Notes :** Les résultats sur la fréquence des planètes géantes sont montrés avec un indice de confiance de, sauf ceux de Janson et al. (2011, 2012); Biller et al. (2013); Nielsen et al. (2013); Wahhaj et al. (2013b); Chauvin et al. (2014) qui sont donnés à 99 et 95 % respectivement. <sup>a</sup> correspond à Cumming et al. (2008), <sup>b</sup> à une population uniforme mais limitée en masse et demi-grand axe d'après un modèle d'instabilité gravitationnelle, <sup>c</sup> à une analyse incluant les résultats de Masciadri et al. (2005), Biller et al. (2007), et Lafrenière et al. (2007), et <sup>d</sup> à partir de distributions en lois de puissance avec des coefficients pour  $m$  et  $a$  différents de ceux de Cumming et al. (2008).

planètes telluriques ; fréquence qui augmente fortement vers les petites masses à courtes séparations. Le mécanisme de formation de géantes gazeuses est donc moins efficace que celui des planètes rocheuses. Comprendre comment évolue la fréquence des planètes géantes avec la séparation à l'étoile est particulièrement important pour l'étude des mécanismes de formation et d'évolution dynamique des systèmes planétaires.

Les études statistiques menées en imagerie directe présentent cependant quelques limitations. Premièrement, la robustesse du seuil des limites de détection calculées n'est pas certaine, particulièrement à courtes séparations (Mawet et al. 2014). En effet, en deçà de  $1 - 2''$ , le bruit résiduel ne suit pas vraiment une statistique gaussienne (Racine et al. 1999; Marois et al. 2006a) ; considérer un seuil à  $5\sigma$  ne correspond donc pas forcément à un niveau de confiance supérieur à 99 %. Ensuite, la conversion magnitude-masse se fonde sur des modèles d'évolution que ne sont pas calibrés aux âges jeunes et aux faibles masses. La masse peut autant être surestimée que sous-estimée. Ces modèles sont également sensibles à l'âge des systèmes ; en deçà de 100 Ma comme c'est le cas ici, l'incertitude sur les âges est souvent du même ordre de grandeur que l'âge en question, ce qui implique un biais dans la masse dérivée de la magnitude. Les simulations de Monte-Carlo se fondent sur une distribution sous-jacente des planètes géantes qui peut biaiser les résultats ; une distribution uniforme utilise le minimum d'hypothèses tandis que l'extrapolation des résultats de spectroscopie Doppler suppose implicitement que les géantes gazeuses sur des orbites éloignées se sont formées et ont évolué de la même manière que leurs contreparties internes, ce qui n'est justifié par aucune donnée. Enfin, la taille des échantillons et le nombre de détections limitent les contraintes apportées pour l'étude statistique. Les futures campagnes d'observations avec SPHERE et GPI, ciblant typiquement 400 à 600 sources, devraient apporter un gain significatif pour explorer plus finement l'évolution de la fréquence des planètes géantes avec la séparation et la masse de l'étoile centrale.

### 5.3 Influence de la masse de l'étoile centrale

Johnson et al. (2007) ont montré qu'il existait une corrélation entre la fréquence des planètes géantes détectées par spectroscopie Doppler, pour des séparations inférieures à 2.5 ua et des masses supérieures à  $0.8 M_{\text{Jup}}$ , et la masse de l'étoile centrale de la séquence principale. Entre les naines M et les étoiles de type A, ce taux augmente d'un facteur 2.5. Cette corrélation suggère fortement que ces planètes se seraient formées par accréation sur coeur (voir le chapitre 1). Etendre cette étude à de plus grandes séparations pour explorer les mécanismes de formation des régions externes des systèmes planétaires devient alors essentiel : une telle corrélation se retrouve-t-elle à des âges plus jeunes ? Dans le cas contraire (suggérant la formation des planètes externes par instabilité gravitationnelle), cela pourrait montrer que les deux mécanismes agiraient en parallèle dans les disques protoplanétaires, menant à des distributions et des propriétés différentes pour les planètes géantes en fonction de leur position dans le système (e.g., Boley 2009; Boss 2011).

Cibler en imagerie des étoiles de plus faible masse, de type solaire jusqu'aux naines rouges, permet d'envisager une telle étude. Son intérêt est triple. Premièrement, les naines M représentent la population d'étoiles la plus abondante dans notre galaxie. Deuxièmement, ces observations offrent une possibilité de tester directement les modèles de formation de planètes géantes autour de ces étoiles. En effet, les mécanismes d'accréation sur coeur seraient très difficiles voire impossibles à mettre en oeuvre autour des naines M (Kennedy & Kenyon 2008; Dodson-Robinson et al. 2009). Le temps de dissipation du gaz dans le disque protoplanétaire serait trop court par rapport au temps caractéristique de

création de coeurs rocheux de  $5 - 10 M_{\oplus}$ . Au contraire, Boss (2011) a montré que l'instabilité gravitationnelle peut former des planètes géantes au delà de 20 ua. La détection de tels objets sur des orbites larges apporterait donc de réelles contraintes sur ces mécanismes. Ensuite, pour ces étoiles intrinsèquement moins lumineuses que les étoiles A, un niveau de contraste identique dans les données se traduit en une magnitude plus élevée et donc une masse plus faible pour un éventuel compagnon. Le domaine de masses sondées, en deçà de  $1 M_{\text{Jup}}$  (Delorme et al. 2012; Bowler et al. 2012a) n'est atteignable que très rarement et difficilement autour d'autres sources avec les instruments actuels. Observationnellement, Bonfils et al. (2013) ont montré que les planètes géantes étaient très rares (1 – 5 %) autour des naines M en deçà de 1 AU, grâce à la spectroscopie Doppler, et Gould et al. (2010), grâce aux micro-lentilles gravitationnelles, ont trouvé une fréquence de 10 – 20 % de Jupiter et Saturne entre 2 ua et 10 ua. Une population de planètes de ce type pourrait exister sur des orbites larges.

A l'IPAG, un relevé mené par Justine Lannier (étudiante en thèse), Philippe Delorme et collaborateurs, cible les naines M jeunes et proches, avec NaCo au VLT dans le but de répondre à ces questions (Delorme et al. 2012). La stratégie est très similaire à celle du relevé que j'ai effectué (bande L', ADI). Le relevé autour des naines M n'étant pas complété à l'heure actuelle, j'ai tout de même utilisé les résultats préliminaires afin de tester une corrélation entre la masse de l'étoile centrale et la fréquence de planètes géantes.

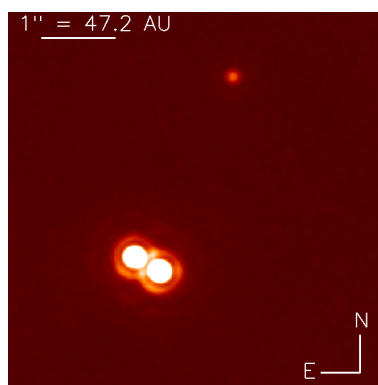


FIGURE 5.1 – Observations prises par VLT/NaCo en L' du compagnon de  $12 - 14 M_{\text{Jup}}$  situé  $\simeq 84$  ua de la binaire de jeunes naines M tardives : 2MASS J0103-5515. Les deux étoiles centrales sont séparées de 12 AU en projection. Le système appartient à l'association Tucana-Horologium (30 Ma).

J'ai réalisé la même analyse statistique que pour les étoiles AF pour l'échantillon des naines M à partir des limites de détection publiées dans Delorme et al. (2012) et fournies par Justine Lannier. L'échantillon considéré est limité en volume ( $d \leq 50$  pc), en âge ( $\leq 120$  Ma), il contient 55 cibles parmi lesquelles 45 avaient été observées. L'échantillon d'étoiles AF reprend celui présenté dans la section 5.1 mais étendue à 120 Ma, soit 42 étoiles. Le panneau du haut de la figure 5.2 présente la distribution des étoiles des deux échantillons en fonction de leurs types spectraux. Les observations autour des M atteignent des contrastes typiques de 8.5 – 11 mag à  $0.5''$ , i.e., de  $2 M_{\text{Jup}}$  à en deçà du régime jovien pour des séparations supérieures à 4–20 AU tandis que pour les étoiles précoces, les limites sont de 10 – 12 mag à  $0.5''$ , soit  $4 M_{\text{Jup}}$ . De plus, Delorme et al. (2013) ont présenté la découverte du système triple (voir Figure 5.1), 2MASS J0103-5515 : un compagnon de

12 – 14  $M_{\text{Jup}}$  à 84 AU d'une binaire de naines M appartenant à l'association Tucana-Horologium, âgée de 30 Ma (Torres et al. 2008).

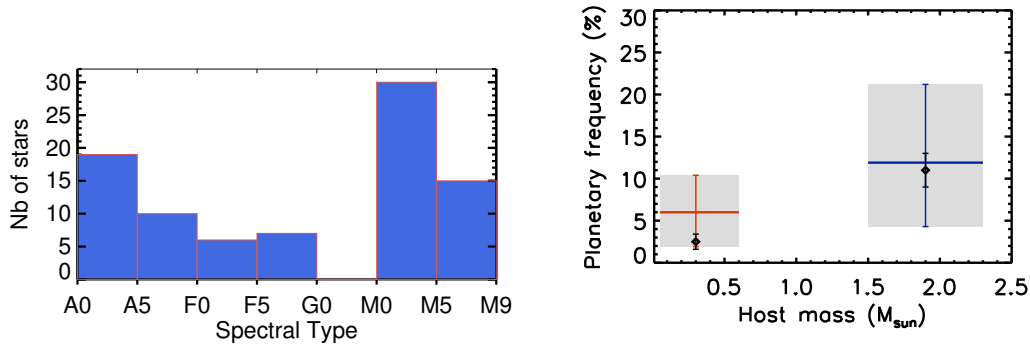


FIGURE 5.2 – **Gauche** : Histogramme du type spectral des deux échantillons. **Droite** : Fréquence (avec barres d'erreur en gris) de planètes en fonction de la masse de l'étoile-hôte dans le domaine  $[1., 13] M_{\text{Jup}}$  et  $[1., 300]$  ua. Les diamants noirs correspondent aux résultats des observations de vitesse radiale publiés dans Johnson et al. (2007).

En utilisant les performances de détection de chaque relevé avec la détection de compagnons de masses planétaires dans chacun des cas<sup>1</sup>, j'ai réalisé les simulations Monte-Carlo avec la version optimisée de MESS telle qu'elle est présentée dans la section 5.1. Dans le domaine uniforme  $[1., 13] M_{\text{Jup}}$  et  $[1., 300]$  ua (séparation maximale pour avoir une couverture homogène dans les deux échantillons limités en volume),  $11.9^{+9.3}_{-7.3}$  % des étoiles AF possède au moins une planète tandis que ce taux chute à  $6.0^{+4.4}_{-1.1}$  % autour des naines M (voir Figure 5.2). Les barres d'erreur sont de nouveau expliquées par le manque de sensibilité aux planètes de quelques masses de Jupiter en dessous de 10 AU, principalement autour des étoiles AF. Il n'est donc pas possible pour le moment de tester une corrélation entre la fréquence de planètes géantes à grandes séparations avec la masse de l'objet central, contrairement aux résultats de spectroscopie Doppler comme présentés sur la Figure 5.2. On peut également remarquer que les fréquences obtenues dans les parties internes et externes des systèmes par les deux techniques sont pour le moment compatibles mais aucune conclusion ne peut être tirée. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans le proceeding à comité de lecture associé à la conférence IAU 299 : *Exploring the formation and evolution of planetary systems* présenté en annexe (Rameau et al. 2014).

Les deux grands relevés en imagerie dédiés aux naines M (Delorme et al. 2012; Bowler et al. 2012a) ont découvert plusieurs compagnons sub-stellaires de plus d'une dizaine de masses de Jupiter à plusieurs dizaines d'ua (Bowler et al. 2012a,b; Delorme et al. 2013; Bowler et al. 2013; Bowler et al. in prep). Cependant, le rapport de masse entre l'étoile-hôte et le compagnon reste élevé ( $q \simeq 0.2$ ), suggérant une formation similaire à celui des binaires stellaires (Bate 2009). D'un autre côté, les caractéristiques du système 2M 0103 (rapport de masse  $q \simeq 0.03$ ) sont très difficilement explicables par les théories de formation avancées plus tôt. On peut également citer les cas de 2M1207 b ( $\simeq 5 M_{\text{Jup}}$  autour d'une naine brune de  $\simeq 25 M_{\text{Jup}}$  Chauvin et al. 2004) et celle de ROXs 42 B b (Currie et al. 2014b) autour de la très jeune (1 – 3 Ma) naine M ROXs 42 B pour compléter l'échantillon de détections autour de ce type de cible.

1. Les détections considérées pour l'échantillon AF restent identiques que celles présentées dans la section 5.1.

## 5.4 Bilan et perspectives

Les grands relevés offrent des opportunités uniques pour caractériser la population de planètes géantes dans son ensemble. Les études que j'ai menées ont montré que les planètes géantes massives à grandes séparations n'étaient pas très fréquentes. Ces contraintes se limitent essentiellement à des planètes plus massives que quelques masses de Jupiter au delà de 10 ua. Le faible nombre de planètes détectées autour des étoiles de l'échantillon ne permet pas de déterminer des contraintes directes sur une éventuelle distribution mais rejette celle extrapolée de la spectroscopie Doppler qui prédit une augmentation de leur nombre avec la séparation. Enfin, la confrontation aux modèles de formation souligne la nécessité de prendre en compte une phase d'évolution plus longue dans le cadre de l'instabilité gravitationnelle mais également de meilleures sensibilités à plus faibles séparations pour pouvoir distinguer ces mécanismes.

J'apporte ci-dessous quelques pistes pour étendre l'analyse de ce type de relevés.

Plutôt que d'être limité aux départs chauds favorisant les faibles masses, je propose d'inclure dans MESS la luminosité comme paramètre avec l'entropie, i.e., les modèles dit de départ "tiède" (voir le chapitre 1). La fréquence de planètes prendrait alors en compte les différents scénarios possibles.

Un système planétaire doit être vu dans son ensemble pour être compris. La diversité des techniques de détection avec leur domaine de sensibilité respectif offre la formidable opportunité de sonder toutes les séparations possibles. Les observations par spectroscopie Doppler caractérisent les parties les plus internes, l'imagerie directe sonde les parties externes tandis que l'astrométrie a accès aux séparations intermédiaires. Cependant, cette vision n'est pas réalisable aujourd'hui autour de toutes les étoiles. Les étoiles dans les associations jeunes et proches sont les seules candidates pour ce type d'études, malgré une limitation des observations par spectroscopie Doppler due à la rotation et à l'activité (e.g. Galland et al. 2005).

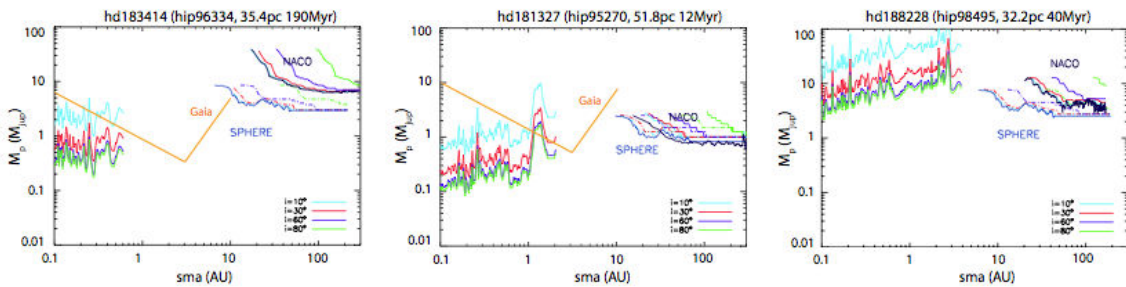


FIGURE 5.3 – Limites de détection autour de HD 183414 (**gauche**), HD 181327 (**centre**) et HD 188228 (**droite**). Les limites en observations par spectroscopie Doppler et NaCo résultent de réelles observations tandis que celles de GAIA et SPHERE proviennent de simulations. Plusieurs inclinaisons orbitales ont été considérées. Figure tirée de Lagrange et al. (2013).

Lagrange et al. (2013) ont montré les résultats d'une étude de faisabilité à laquelle j'ai collaboré. Je les décris brièvement ici. L'échantillon est composé de 26 étoiles jeunes ( $\leq 200$  Ma), proches ( $\leq 80$  pc), et brillantes ( $V \leq 9$  mag). Les observations par spectroscopie Doppler ont été menées avec HARPS et quelques cibles ont été observées dans le cadre du relevé présenté dans la section 5.1. En combinant les performances de détec-

tion de HARPS, de NaCo, ainsi que des simulations de GAIA et SPHERE (Mesa et al. 2011), une vue d'ensemble peut être réalisée, présentée dans la Figure 5.3. L'outil MESS amélioré a été utilisé afin de prendre en compte différentes inclinaisons possibles pour les limites de détection de l'imagerie directe par souci de cohérence avec les observations par spectroscopie Doppler. La complémentarité des observations par spectroscopie Doppler et de l'imagerie est évidente malgré la persistance de gaps dans les séparations. Une base de temps plus importante permettra d'étendre légèrement les domaines sondés par spectroscopie Doppler mais l'astrométrie reste indispensable lorsque les étoiles sont éloignées.

Les instruments de seconde génération SPHERE, GPI, SCExAO, vont améliorer la sensibilité de manière générale mais également pousser vers des séparations plus faibles. Des campagnes visant plusieurs centaines d'étoiles sur quelques années vont permettre d'affiner les analyses statistiques. Plusieurs perspectives sont alors envisageables :

- la détection possible d'une population encore cachée de Jupiter en deçà de 10 ua autour des étoiles proches, suggérée par les études de spectroscopie Doppler et du système solaire, avec la perspective d'étudier la distribution de leurs caractéristiques orbitales et physico-chimiques ;
- l'exploration complète en séparations autour de certaines étoiles jeunes par complémentarité des différentes techniques ;
- un raffinement des contraintes sur la fréquence de planètes géantes et celle des systèmes multiples avec la perspective d'étudier l'influence de la masse de l'étoile-hôte ;
- une exploration, du moins partielle, des planètes formées par accréation sur coeur afin de contraindre ce mécanisme ;

## Troisième partie

# Analyse de données en imagerie différentielle simultanée avec NaCo et SPHERE





# Chapitre 6

## Imagerie différentielle spectrale

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Idée générale</b>	<b>133</b>
6.1.1	Soustraction du bruit de tavelures	133
6.1.2	Intérêt des structures spectrales	133
6.1.3	L'absorption du méthane en bande H	136
6.1.4	Autres utilisations	139
<b>6.2</b>	<b>Principe de réduction</b>	<b>140</b>
6.2.1	Instrumentation dédiée	140
6.2.2	Chaîne de réduction dédiée	141
<b>6.3</b>	<b>Motivation de l'étude</b>	<b>141</b>
<b>6.4</b>	<b>Article A&amp;A : Analysis of simultaneous differential imaging data</b>	<b>144</b>
<b>6.5</b>	<b>Leçons apprises avec NaCo</b>	<b>160</b>
<b>6.6</b>	<b>Vers une généralisation de l'analyse du mode SDI avec SPHERE/IRDIS160</b>	
<b>6.7</b>	<b>Perspectives</b>	<b>164</b>

---

**L**a dernière partie de mon travail de thèse s'inscrit dans une démarche prospective avec la mise en place de l'instrument SPHERE au VLT. Un des modes privilégiés dans le cadre du relevé en temps garanti est l'imagerie différentielle simultanée (SDI) ; l'instrument focal IRDIS ayant été spécialement créé dans cet objectif. Ce mode n'est pas nouveau mais son utilisation au VLT a été très limitée jusqu'à aujourd'hui. Il a été cependant le mode d'observation principal de la campagne NICI (Biller et al. 2013). Par contre, aucune étude détaillée des processus d'analyse et d'estimation des performances n'est disponible dans la littérature. J'ai consacré une partie de ma thèse à la compréhension de ce mode, des données qui en sont issues, afin d'optimiser leur réduction et leur analyse de manière complète et robuste. Au cours de ce chapitre, je présente le principe général du mode SDI et la motivation derrière le développement de ce mode d'observation. Je détaille ensuite dans un article l'analyse détaillée des effets du mode SDI et une méthode rapide et correcte pour obtenir les limites de détection. Dans un troisième temps, j'illustre ce que l'on attend de ce mode avec SPHERE puis conclus par quelques perspectives d'études.

## 6.1 Idée générale

### 6.1.1 Soustraction du bruit de tavelures

Dans les poses de quelques secondes, les résidus de correction atmosphérique se moyennent pour former un halo autour du coeur cohérent de la FEP, sur lequel les tavelures quasi-statiques se superposent (leur temps de cohérence de plusieurs dizaines de minutes est largement supérieur à celui des résidus atmosphériques, Langlois et al. 1998; Macintosh et al. 2005; Hinkley et al. 2007). Les tavelures quasi-statiques sont principalement créées par les aberrations instrumentales qui varient lentement en fonction de l'orientation du télescope, de la température, des vibrations ou des flexions mécaniques . . . Afin d'optimiser les capacités offertes par l'OA et réduire le bruit de tavelures, une FEP de référence qui reproduit les structures des tavelures peut être construite et soustraite aux données de science (voir le chapitre 2 pour plus de détails sur l'OA, les tavelures et les stratégies d'observation).

Le mode SDI est une technique observationnelle permettant l'obtention d'une référence de la FEP et des tavelures dans les données de science. Le mode SDI se fonde sur les propriétés spectrales de la cible, de la FEP issue de l'OA, et des propriétés spectrales du compagnon recherché. Au premier ordre, la FEP peut être modélisée par une figure d'Airy à la limite de diffraction du télescope et d'un halo gaussien (Roddiier et al. 1996). La taille de la FEP est directement proportionnelle à  $\lambda/D$ , avec  $D$  le diamètre du miroir primaire du télescope. De par leur nature, les tavelures vont suivre, au premier ordre, la même évolution chromatique que la FEP. Ainsi, une image de référence de la FEP peut être obtenue en combinant une paire d'images prises simultanément dans deux filtres à bandes étroites proches en  $\lambda$ . L'une des images va servir de référence pour soustraire les tavelures à la deuxième image. La simultanéité permet d'avoir le même motif de tavelures, qui doit cependant être mis à la même dimension spatiale pour les deux longueurs d'onde et normalisé en flux pour compenser les effets chromatiques (Racine et al. 1999). De plus, les filtres doivent avoir la même largeur de bande afin de limiter l'étalement chromatique des tavelures. L'écart entre les deux longueurs d'onde centrales des filtres doit être le plus faible possible pour minimiser l'évolution chromatique non-linéaire des tavelures et de la FEP. Si le front d'onde était parfaitement plat, le traitement a posteriori et la soustraction devraient engendrer des résidus proches de zéro en intensité. Cependant, la variation du Strehl et les aberrations différentielles résiduelles font que la soustraction laisse des résidus qui limitent le contraste final.

### 6.1.2 Intérêt des structures spectrales

L'intérêt du mode SDI est de réduire le bruit de tavelures par soustraction d'une référence tout en conservant le signal d'un compagnon autour de l'étoile observée. Sur un domaine spectral de quelques centaines d'angströms, le spectre stellaire peut être considéré comme relativement plat au premier ordre tandis que celui d'un compagnon peut présenter d'importantes variations en flux, comme de fortes raies d'émission ou des bandes d'absorption moléculaires.

L'application du mode SDI à la détection de planètes géantes est directement motivée par la présence de profondes bandes de méthane ( $\text{CH}_4$ ), d'ammoniac ( $\text{NH}_3$ ) et d'eau ( $\text{H}_2\text{O}$ ) dans les spectres des géantes gazeuses du système solaire (Wildt 1932; Herzberg 1951; Kuiper 1952) mais également dans les spectres de naines brunes du champ (voir la revue de Kirkpatrick 2005, et références qu'il contient). La première détection de  $\text{CH}_4$

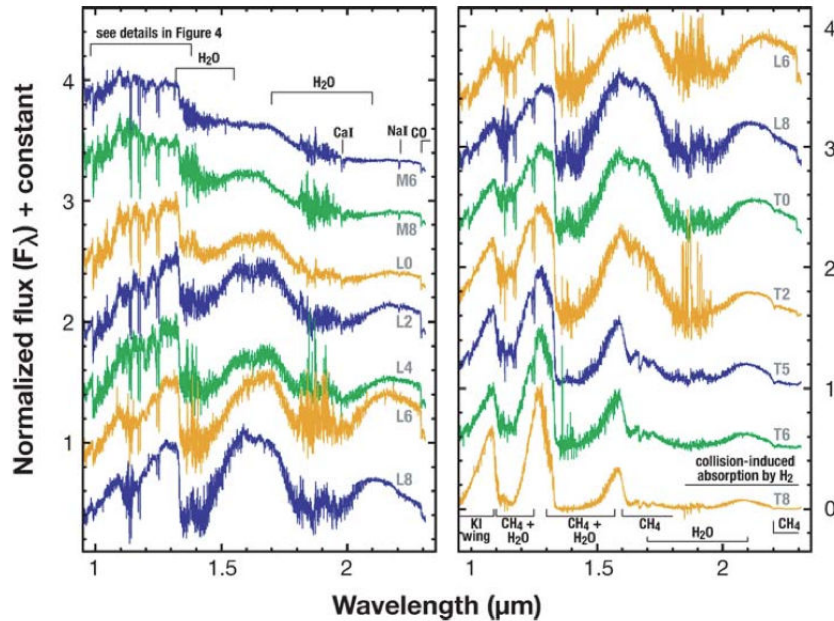
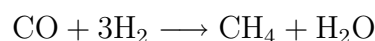


FIGURE 6.1 – Spectres de naines MLT couvrant les bandes YJHK ( $0.93–2.5 \mu m$ ). Les molécules responsables des bandes d’absorption en bande H et K sont indiquées. Les spectres ont été normalisés et déplacés verticalement de 0.5 dex pour faciliter les comparaisons. Figure extraite de (Kirkpatrick 2005).

dans l’atmosphère d’une naine brune froide (Gl 229 B) a été publiée par Oppenheimer et al. (1995) et de nombreuses détections ont suivi grâce à des relevés grand-champ (2MASS, DENIS, SDSS, Strauss et al. 1999; Burgasser et al. 1999). Ces molécules sont détectées dans les atmosphères des naines froides depuis une vingtaine d’années. La figure 6.1 montre la séquence spectrale MLT entre  $0.95$  et  $2.3 \mu m$  avec les bandes de CH<sub>4</sub> et H<sub>2</sub>O mais également les ailes du doublet du potassium I (KI) à  $0.77 \mu m$ . Les bandes de H<sub>2</sub>O se creusent à partir des M tardives et s’approfondissent aux types T lorsque les bandes du CH<sub>4</sub> apparaissent. Les spectres des naines T prennent la forme de pics centrés à  $1.08$ ,  $1.27$ ,  $1.69$  et  $2.08 \mu m$ , creusés de part et d’autre par H<sub>2</sub>O et CH<sub>4</sub>. Le pic à  $2.08 \mu m$  tend à disparaître autour des T8 à cause de l’absorption induite des collisions de H<sub>2</sub> (AIC). Le mode SDI se prête donc particulièrement à la détection de compagnons de type T en sélectionnant les paires de filtres adaptées.

Un important travail de théorie et de modélisation a suivi afin de comprendre les spectres des naines brunes détectées et la physico-chimie de leurs atmosphères (e.g., Marley et al. 2002; Burrows & Volobuyev 2003; Allard et al. 2003). A mesure que la température de l’atmosphère diminue, les éléments passent de l’état ionisé à neutre puis s’assemblent en molécules qui condensent en liquide ou solide en dernier lieu. Cette approche basique permet de comprendre les différentes signatures spectrales de ces objets. Les bandes d’absorption du CH<sub>4</sub> apparaissent en deçà du seuil de transition chimique situé entre  $1400$  et  $1000$  K (e.g., Tsuji 2002; Marley et al. 2002) : la majorité du carbone passe du CO au CH<sub>4</sub>, le rapport d’abondance s’inverse via la réaction à l’équilibre :



Elle produit également H<sub>2</sub>O, ce qui augmente son rapport d’abondance et creuse d’avantage les bandes d’absorption. Cette transition apparaît d’abord à  $3.3 \mu m$  dans les spectres

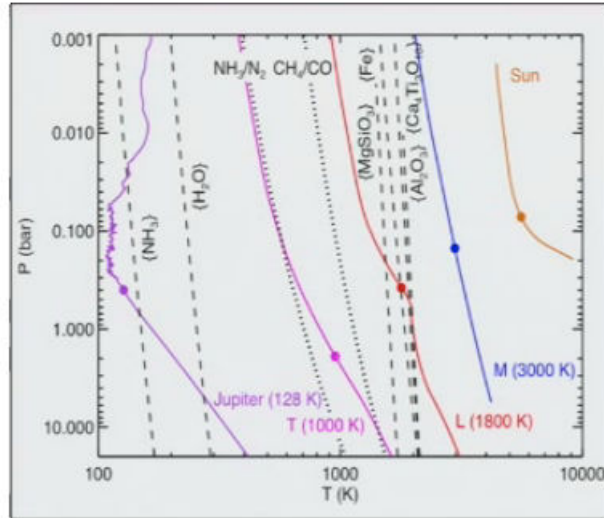
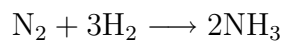


FIGURE 6.2 – Diagramme de phase (P,T) présentant le profil de température du Soleil à Jupiter. Les transitions chimiques sont représentées par les lignes en pointillés tandis que les courbes de rosée sont en tirets. Figure fournie par M. Cushing.

des naines L intermédiaires (Noll et al. 2000) puis dans les bandes H et K à partir des T0 (Geballe et al. 2002). Le CO tend à disparaître et les bandes d'absorption visibles dans les spectres des naines M et L disparaissent. A partir du milieu de la séquence L, le doublet du KI, dont les ailes influencent le spectre jusqu'à  $1 \mu\text{m}$ , se creuse à  $0.77 \mu\text{m}$  par l'influence du  $\text{H}_2$ , gaz majoritaire (Burrows & Volobuyev 2003).  $\text{H}_2$  crée une bande d'absorption continue dans l'infrarouge dont l'effet est le plus visible en bande K (Tsuji 2002). Cette absorption est induite par les collisions entre les molécules de  $\text{H}_2$  dans les naines L et T mais devient significative au delà du type spectral T5. Enfin, dans les naines T tardives puis les naines Y,  $\text{NH}_3$  voit son abondance relative augmenter au delà de la transition à l'équilibre :



située entre 800 et 500 K (Leggett et al. 2007). Le diagramme de phase présenté en Figure 6.2 résume les principales transitions chimiques.

Il est souvent considéré que les naines brunes sont des proxys pour l'étude des planètes géantes. Il est donc naturel de considérer que les mêmes molécules vont se former dans l'atmosphère des exoplanètes géantes et créer des signatures spectrales profondes. Par spectroscopie, les molécules  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CO}$  ont été détectées dans de nombreux objets de masse planétaire plus tardifs que M8, découverts par imagerie directe (e.g. AB Pic b,  $\text{L}0 \pm 1$ , Chauvin et al. 2005; 2M 1207 b,  $\simeq \text{L}5$ , Chauvin et al. 2004; Mohanty et al. 2007; 1 RXS J1609-2105 b,  $\text{L}4_{-2}^{+1}$ , Lafrenière et al. 2008; HR 8799 bc, L-T, Barman et al. 2011; Konopacky et al. 2013; ROXs 42 B b,  $\text{L} \pm 1$ , Currie et al. 2014a).  $\text{CH}_4$  a également été observé dans l'atmosphère de compagnons de type T et de température comprise entre 650 et 1000 K comme HN Peg B ( $\text{T}2.5 \pm 0.5$ , Luhman et al. 2007), Ross 458 C (T8, Burgasser et al. 2010) ou GU Psc b ( $\text{T}3 \pm 1$ , Naud et al. 2014). Le mode SDI a permis de révéler la présence de  $\text{CH}_4$  (mais la détection du compagnon en lui-même est suffisante sans mode SDI) dans les atmosphères de GJ 758 B (Janson et al. 2011) et de GJ 504 b (Janson et al. 2013), dont les températures effectives se situent en deçà de 600 K dans les deux cas

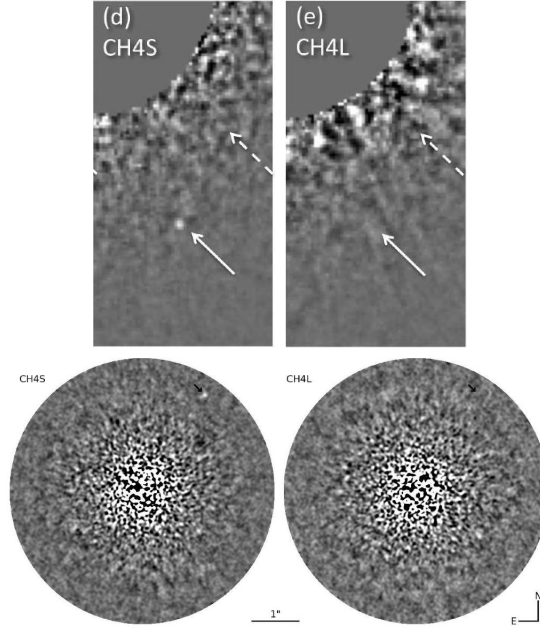


FIGURE 6.3 – **Haut** : Observations Gemini/NIRI de GJ 758 B à  $1.58 \mu\text{m}$  (**gauche**) et  $1.69 \mu\text{m}$  (**droite**) mettant en évidence la présence de méthane (Janson et al. 2011). **Bas** : Mêmes images de GJ 504 b avec Subaru/HiCIAO (Janson et al. 2013).

(voir Figure 6.3). Enfin et de manière inattendue, les études en spectroscopie infrarouge de HR 8799 b (dont la température se situe autour de 1000 K) ont révélé l'absence de  $\text{CH}_4$  (Barman et al. 2011).  $\text{NH}_3$  n'a pas encore été détectée dans les atmosphères des planètes géantes à ce jour mais GJ 504 b semble cependant être un bon candidat.

### 6.1.3 L'absorption du méthane en bande H

L'absorption étant plus prononcée pour  $\text{CH}_4$  que les autres molécules, les instruments d'OA, pour lesquels le mode SDI est possible, ont privilégié la bande à  $1.65 \mu\text{m}$ , et donc la recherche de naines T et/ou de compagnons froids ( $T_{\text{eff}} < 1200 \text{ K}$ ). Une manière simple de mesurer la présence de  $\text{CH}_4$  dans la bande H du spectre des objets étudiés est de calculer le rapport de flux entre l'intérieur et l'extérieur de la bande, ou indice spectral, selon la formule 6.1 :

$$F_i/F_j = \frac{\int_{\lambda_j^{\text{inf}}}^{\lambda_i^{\text{sup}}} S(\lambda)T_i(\lambda)d\lambda}{\int_{\lambda_j^{\text{inf}}}^{\lambda_j^{\text{sup}}} S(\lambda)T_j(\lambda)d\lambda} \quad (6.1)$$

avec  $S(\lambda)$  le spectre,  $T_{i,j}$  la transmission du filtre considéré et  $F_{i,j}$  le flux correspondant, l'intervalle de longueur d'onde étant de même largeur dans les deux cas. Selon cette définition proche de celle introduite par Biller et al. (2007), les objets présentant la bande d'absorption du  $\text{CH}_4$  à  $1.625 \mu\text{m}$  auront  $F_i/F_j > 1$ ,  $F_1/F_3 > 1$  dans le cas des filtres dédiés au mode SDI de NaCo. Pour caractériser la présence de  $\text{CH}_4$  en fonction de  $T_{\text{eff}}$ , j'ai calculé cet indice pour des naines brunes du champ couvrant le domaine MLT à partir de la librairie SpeX Prism maintenue par A. Burrows<sup>1</sup>, pour des naines brunes très rouges de Stephens et al. (2009), pour des objets de masse planétaire ainsi que pour

1. <http://pono.ucsd.edu/~adam/browndwarfs/spexprism/>

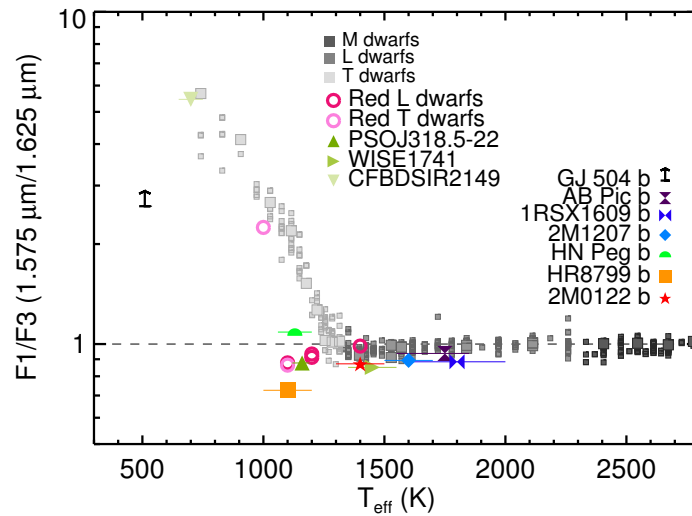


FIGURE 6.4 – Indice du  $\text{CH}_4$  à  $1.65 \mu\text{m}$  en fonction de la température effective à partir des filtres SDI NaCo. Les valeurs supérieures à 1 signifient que  $\text{CH}_4$  est présent dans la bande à  $1.65 \mu\text{m}$ . L'indice a été calculé pour les naines brunes de la librairie SpeX Prism (carrés gris), les naines de références sont représentées par des carrés plus grands ; pour des naines brunes particulières de Stephens et al. (2009) (anneaux) ; pour des objets jeunes de masse planétaire (triangles) ; et pour des compagnons jeunes (autres symboles). La conversion type spectral- $T_{\text{eff}}$  a été faite suivant la relation de Stephens et al. (2009) pour les naines du champ. Les autres proviennent de la littérature.

TABLE 6.1 – Paramètres physiques et atmosphériques des objets de masse planétaires et des compagnons jeunes utilisés pour calculer l’indice spectral de CH<sub>4</sub> à 1.65 μm .

Nom	Distance (pc)	Age (Ma)	Séparation (ua)	Masse (M <sub>Jup</sub> )	T <sub>eff</sub> (K)	SpT	Ref.
GJ 504 b	17.56 ± 0.08	160 <sup>350</sup> <sub>-60</sub>	≈ 43.5	4 <sup>+4.5</sup> <sub>-1</sub>	510 <sup>+30</sup> <sub>-20</sub>	T	1, 2
AB Pic b	45.5 <sup>+1.8</sup> <sub>-1.7</sub>	30	248 ± 10	13 – 14	1800 <sup>+100</sup> <sub>-200</sub>	L0 ± 1	3, 4, 5
1RXS J1609-2105 b	145 ± 20	≈ 5	≈ 330	8 <sup>+4</sup> <sub>-2</sub>	1800 ± 200	L4 <sup>+1</sup> <sub>-2</sub>	6
2M 1207 b	52.4 ± 1.1	8	40.8 ± 0.9	8 <sup>+2</sup> <sub>-2</sub>	1600 ± 100	M8 – L5	7, 8, 9
HN Peg B	18.4 ± 0.3	300 ± 200	795 ± 15	21 ± 9	1130 ± 70	T2.5 ± 0.5	10
HR 8799 b	39.4 ± 1.1	30	69.1 ± 0.2	7 <sup>+4</sup> <sub>-3</sub>	1100 ± 100	T1 <sup>+1</sup> <sub>-5</sub>	11, 12
2M 0122 b	36 ± 4	≈ 120	52 ± 6	12 – 14	1400 ± 100	L4 – L6	13
PSO J318.5-22	24.6 ± 1.4	21	–	6.5 <sup>+1.3</sup> <sub>-1</sub>	1160 <sup>+30</sup> <sub>-40</sub>	L7 ± 1	14
WISE 174102.78-464225	10 – 30	10 – 100	–	4 – 21	1450 ± 100	L7 ± 2	14
CFBDSIR 2149-0403	35 – 50	≈ 120	–	4 – 7	≈ 700	T7 – T7.5	16

**Remarques :** La séparation est donnée en distance projetée sauf si l’inclinaison du système est connue. La séparation de HR 8799 b est celle obtenue à partir des derniers ajustements orbitaux. La masse de HR 8799 b est dérivée des mesures spectroscopiques pour des raisons d’homogénéité avec les autres objets. La masse la plus faible pour 2M 0122 b a été adoptée mais il existe une seconde solution à 23 – 23 M<sub>Jup</sub> .  
**Références :** (1) Kuzuhara et al. (2013); (2) Janson et al. (2013); (3) Chauvin et al. (2005); (4) Bonnefoy et al. (2010); (5) Bonnefoy et al. (2014); (6) Lafrenière et al. (2010); (7) Ducourant et al. (2008); (8) Chauvin et al. (2004); (9) Patience et al. (2010); (10) Luhman et al. (2007); (11) Marois et al. (2008); (12) Barman et al. (2011); (13) Bowler et al. (2013); (14) Liu et al. (2013); (15) Schneider et al. (2014); (16) Delorme et al. (2013).

des compagnons jeunes dont les spectres sont disponibles. Les propriétés de ces objets sont résumées dans le tableau 6.1. La conversion type spectral-T<sub>eff</sub> pour les naines du champ a été effectuée selon la relation de Stephens et al. (2009). Les autres valeurs sont issues de la littérature, souvent par ajustement de modèles sur la spectrophotométrie. J’ai essayé d’être le plus homogène possible mais la conversion en T<sub>eff</sub> pour les naines ou l’estimation de la T<sub>eff</sub> pour les compagnons peut entraîner des écarts. La figure 6.4 présente les résultats ; pour la figure en fonction du type spectral, je renvoie le lecteur à l’article de la section suivante. Comme attendu, la présence de CH<sub>4</sub> devient significative en deçà d’une température effective de 1200 K, soit le type spectral T2-3. Seul CFBDSIR 2149, T5.5 SDSS 1110+01 et GJ 504 b ont une forte absorption. Les compagnons de type L présentent un indice spectral inférieur de 10 % environ à celui des naines du champ, comme attendu, et ceux à la transition L-T ne montrent pas de changement significatif de régime. Le fait que l’indice de GJ 504 b soit supérieur à 2.5 peut suggérer que le décrochage s’effectue à des températures plus basses (700 K) que celui des naines du champ.

Le fait que les modèles prédisent à peu près les mêmes résultats que les observations des naines brunes mais ne reproduisent pas les observations des compagnons jeunes provient de deux facteurs. Premièrement, la liste des raies de CH<sub>4</sub> a longtemps été incomplète et ce, jusqu’à des températures de 1000 K. D’importants efforts de calculs sont en cours (e.g., EXOMOL, Tennyson & Yurchenko 2012) et ont mené à la récente publication de 10<sup>10</sup> raies jusque des températures de 1500 K au delà de 1 μm (Yurchenko & Tennyson 2014). Les spectres produits par les modèles qui avaient du mal à reproduire la forme des bandes vont donc en bénéficier. Ensuite, l’équilibre chimique de la transition du carbone entre CO et CH<sub>4</sub> est influencée par d’autres paramètres physico-chimiques (pression, tempéra-



ture, circulation, métallicité). En effet, contrairement aux naines brunes du champ dont la gravité est de l'ordre de  $3.10^3 \text{ m.s}^{-2}$ , les planètes géantes ont une gravité de l'ordre de  $30 \text{ m.s}^{-2}$ , ce qui pourrait jouer un rôle très important sur l'équilibre chimique (Fortney et al. 2008; Barman et al. 2011; Bonnefoy et al. 2014). Ainsi, la détection de compagnons planétaires de type T et/ou avec  $T_{\text{eff}} \simeq 1000 \text{ K}$  n'est pas forcément améliorée par l'utilisation du mode SDI centré sur la bande du  $\text{CH}_4$  à  $1.65 \mu\text{m}$ . Cependant, la détection pourrait être plus favorisée dans le cas d'objets beaucoup plus tardifs et froids. En effet, en considérant ces effets de pression sur la transition complète du carbone, Marley et al. (en préparation) ont montré que  $\text{CH}_4$  pouvait apparaître plus tardivement et pour des objets moins massifs, en deçà de  $900 \text{ K}$  pour une planète de  $10 M_{\text{Jup}}$  voire  $500 \text{ K}$  pour  $2 M_{\text{Jup}}$  mais que  $\text{CO}$  dominait jusqu'à  $600 \text{ K}$  et  $500 \text{ K}$  respectivement. Concernant  $\text{NH}_3$ , ils ont montré qu'il ne se formait pas au dessus de  $500 \text{ K}$  pour des pressions attendues pour les planètes géantes.

### 6.1.4 Autres utilisations

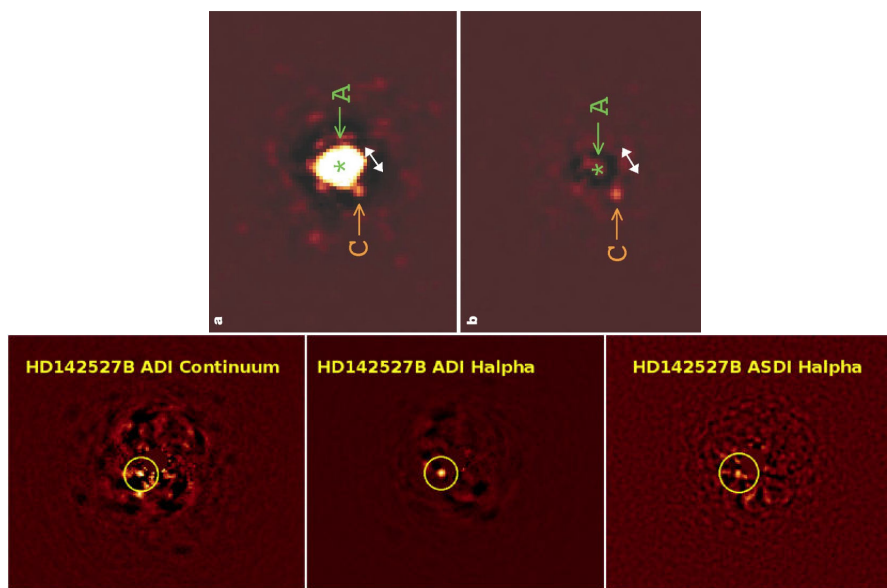


FIGURE 6.5 – **Haut** : Observations VLT/NaCo de AB Dor C à  $1.625 \mu\text{m}$  (**gauche**) et après soustraction mode SDI ( $1.625 - 1.575 \mu\text{m}$ ) (**droite**). L'échelle est différente pour chaque image. AB Dor C et A sont séparées de  $156 \text{ mas}$  sur ces images (Close et al. 2005). **Bas** : HD 142527 B mis en évidence par le mode SDI avec MagAO/VisAO grâce à son émission en  $\text{H}\alpha$  ( $0.656 \mu\text{m}$ ) plus élevée que le continuum ( $0.643 \mu\text{m}$ ). La séparation entre le compagnon et l'étoile centrale est de  $86 \text{ mas}$  (Close et al. 2014).

Enfin, on peut noter que le mode SDI permet également de détecter des compagnons qui ne sont pas forcément froids. Par exemple, AB Dor C et HD 142527 B (engendrant une forte luminosité en  $\text{H}\alpha$ ) ont été détectées grâce à la couleur rouge de AB Dor C et à l'accrétion de gaz par HD 142527 B (Close et al. 2005, 2014).

## 6.2 Principe de réduction

### 6.2.1 Instrumentation dédiée

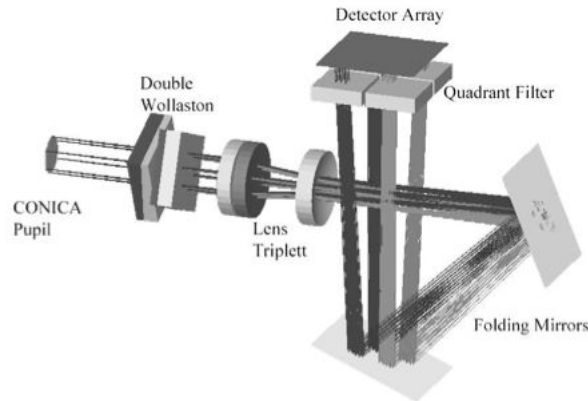


FIGURE 6.6 – Schéma du chemin optique dans la caméra SDI+ montée sur NaCo (Lenzen et al. 2004).

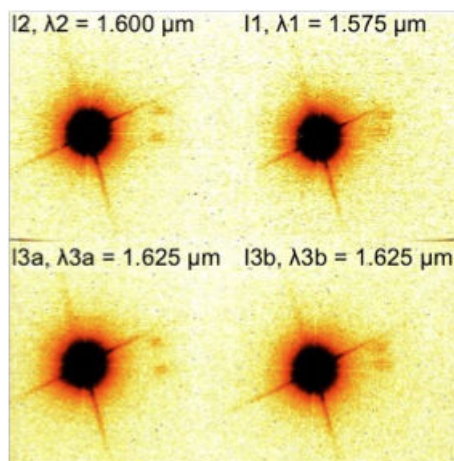


FIGURE 6.7 – Pose individuelle en mode SDI+ de NaCo. L'image est divisée en quatre quadrants correspondant à trois filtres centrés à  $1.575 \mu\text{m}$  (**haut, droite**),  $1.600 \mu\text{m}$  (**haut, gauche**), et  $1.625 \mu\text{m}$  (**bas**). L'image est seuillée en flux et l'échelle est logarithmique. Figure extraite de Maire et al. (2014).

Les premiers instruments dédiés au mode SDI ont été TRIDENT au CFHT (Marois et al. 2003) puis VLT/NaCo et MMT avec la caméra SDI puis SDI+ (Lenzen et al. 2004). Subaru/HiCIAO, Gemini/NIRI, Gemini/NICI puis SPHERE/IRDIS ont également développé ce mode. Le design des trois premières caméras dédiées au mode SDI est très similaire, un schéma de la partie dédiée au mode SDI dans CONICA est présenté dans la figure 6.6. Le faisceau sortant du module d'OA est divisé en quatre faisceaux identiques, aux erreurs de chemin optique différentiel près, par un double prisme Wollaston. Chaque faisceau passe ensuite à travers un des trois filtres à bandes étroites autour de

$1.62 \mu\text{m}$ , soit à l'intérieur de la bande de  $\text{CH}_4$ , i.e.,  $1.625 \mu\text{m}$ , soit à l'extérieur, i.e.,  $1.575$  et  $1.600 \mu\text{m}$ , de largeur spectrale  $0.025 \mu\text{m}$ . En réalité, deux faisceaux passent à travers le même filtre à  $1.625 \mu\text{m}$ . Le détecteur recevant la lumière est découpé en quatre quadrants. La caméra SDI+ de NaCo offre un champ de vue de  $8'' \times 8''$  et un échantillonnage spatiale de  $17.32 \text{ mas/pixel}$ . Les images dans chacun des quadrants sont donc très similaires, les effets de l'atmosphère et les différences de chemin optique entre les faisceaux constituent les principales limitations dans la reproductibilité de la FEP. Un exemple de pose courte brute obtenue avec NaCo en mode SDI+ est montré sur la figure 6.7. L'intérêt de trois images proches en longueur d'onde est double. La première, la technique de double soustraction proposée par Marois et al. (2000) pour soustraire d'avantage le champ de tavelures est possible. La seconde, chaque paire de filtres est optimisée pour être sensible aux compagnons de type T ( $1.575$ ,  $1.625$ ) et Y ( $1.600$ ,  $1.625$ ).

### 6.2.2 Chaîne de réduction dédiée

Les données issues de NaCo en mode SDI+ sont réduites à l'aide d'un module dédié dans la chaîne de réduction IPAG-ADI que j'ai développée au cours de mon stage de deuxième année de master. J'en résume ici les étapes à travers le schéma de la figure 6.8 :

1. quatre imagerie issues des quatre quadrants sont découpées dans les données brutes comme dans les poses de calibrations ;
2. les processus de soustraction de carte de champ plat, de ciel, de mauvais pixels, de sélection et de centrage sont effectués pour les quatre quadrants comme les observations standards mais en parallèle ;
3. quatre cubes maîtres ordonnés selon l'évolution de l'angle parallactique sont créés.

Viennent suite les étapes dédiées aux opérations de soustraction pour chaque pose individuelle :

1. les quatre imagerie sont de nouveau centrées relativement les unes par rapport aux autres par corrélation croisée ;
2. une homothétie spatiale par interpolation est appliquée aux imagerie qui seront soustraites à l'imagerie de référence ( $1.575 \mu\text{m}$  en général pour rechercher des naines T) ;
3. les imagerie sont mises au même niveau de flux pour compenser les effets chromatiques en multipliant les images de soustraction par le rapport de flux entre celles-ci dans une couronne centrée et dont l'épaisseur est un paramètre libre ;
4. la soustraction est appliquée pixel à pixel.

Ces étapes de réduction produisent six cubes maîtres avec le vecteur commun des angles parallactiques : un pour chaque quadrant et un pour chaque produit de soustraction.

Les algorithmes de réduction ADI peuvent ensuite être appliqués sur chacun des cubes maîtres pour réduire d'avantage le bruit de tavelures. Les effets des réductions successives sont visibles sur la figure 6.9.

## 6.3 Motivation de l'étude

Le mode SDI a le potentiel de détecter des compagnons plus froids que les méthodes d'imagerie classique mais également plus proches de leur étoile par la soustraction supplémentaire du bruit de tavelures. En réalité, le gain en détection est plus difficile à estimer

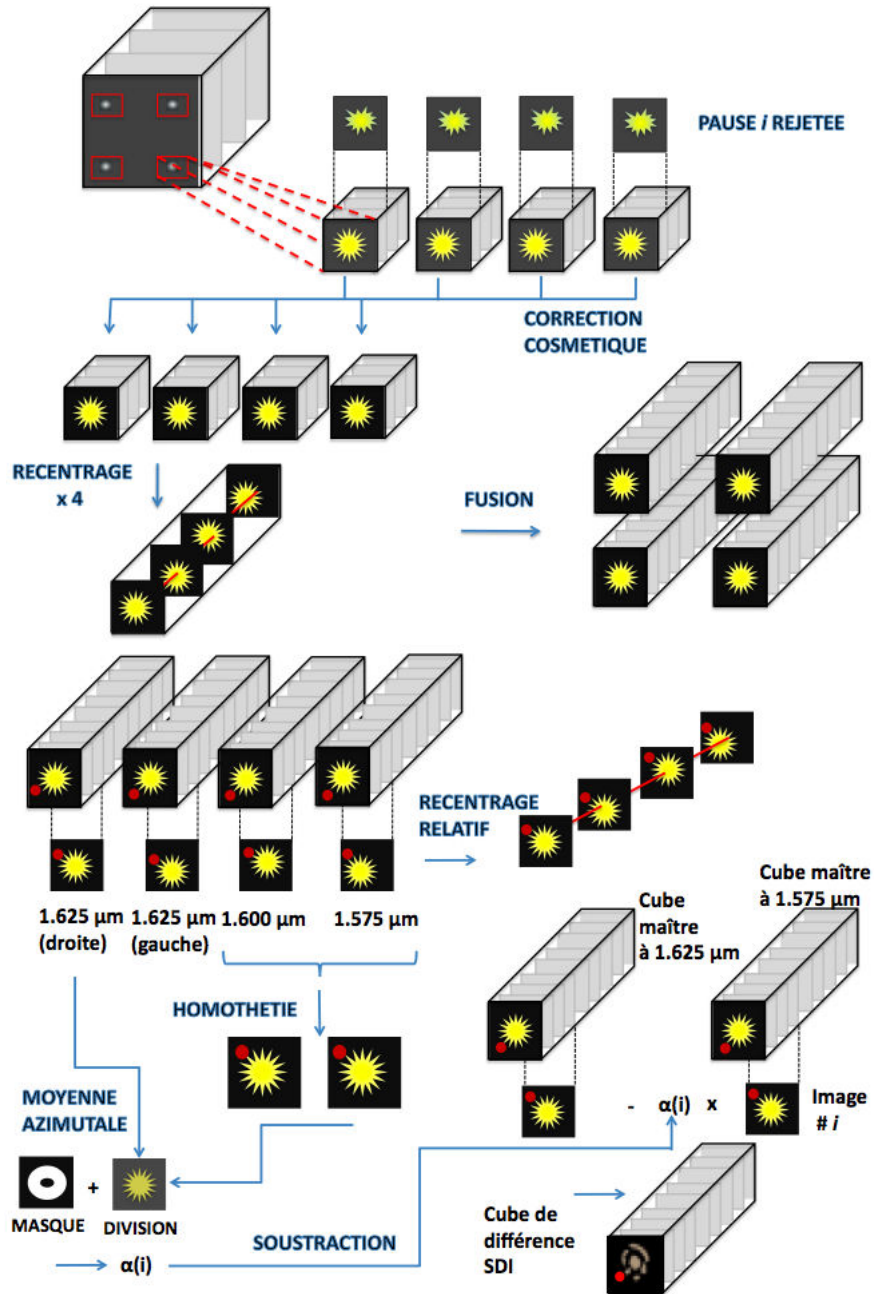


FIGURE 6.8 – Principe de réduction dédiés aux images NaCo pour le mode SDI+. Les images de mauvaises qualités sont rejetées de chaque cube de données. Les cubes triés et recentrés sont ensuite assemblés en cubes maîtres pour chaque quadrant (fusion).

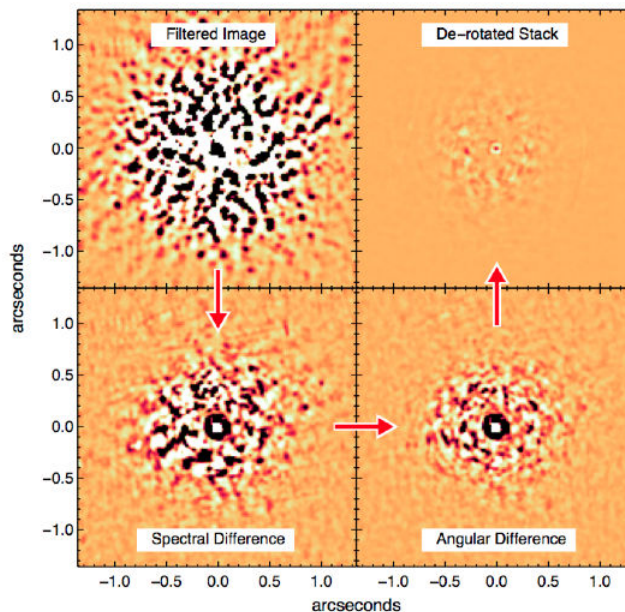


FIGURE 6.9 – Etapes successives de réduction en ASDI. Après filtrage sur chaque pose individuelle, l’image est soustraite par celle prise simultanément à une longueur d’onde proche après homothétie spatiale et ajustement en flux. Le halo stellaire est soustrait une nouvelle fois après ADI. La carte de résidus finale est obtenue après alignement et moyenne de l’ensemble des images. L’échelle en flux est identique pour les quatre panneaux.

par le fait que les molécules responsables des fortes bandes d’absorption apparaissent plus tardivement et dans l’atmosphère d’objets moins massifs que prévus. Des relevés dont le mode privilégié a été le SDI afin de détecter de tels objets n’ont découvert aucun nouveau compagnon (Biller et al. 2007; Wahhaj et al. 2013b; Biller et al. 2013; Nielsen et al. 2013; Maire et al. 2014).

L’estimation des performances de détection en imagerie directe est un enjeu crucial pour contraindre les modèles de formation. Elle permet également de mettre en exergue les techniques les plus performantes en terme de séparations angulaires et de contrastes. Jusqu’à aujourd’hui, des techniques standards appliquées en imagerie mono-bande pour calculer ces courbes de contraste ont été appliquées aux données issues du mode SDI et ADI+SDI (ASDI) (voir le chapitre 2 pour plus de détails). Cependant, le processus inhérent au mode SDI affecte de manière non-négligeable le signal des compagnons recherchés, et ce, en fonction de leur séparation et de leurs propriétés spectrales. Ces effets d’auto-soustraction ont des natures différentes de celles des produits par l’ADI : ils sont de types spectraux et non temporels ; ils dépendent donc directement du rapport de flux du compagnon entre les deux filtres considérés. Ainsi, le bruit dans les cartes de résidus ne représente plus un flux transposable en magnitude grâce aux points-zeros mais un flux différentiel. Ce bruit ne peut donc pas être directement converti en terme de contrastes par rapport à l’étoile centrale sans faire l’hypothèse d’un rapport de flux donné pour tous les compagnons recherchés. Il renseigne uniquement sur la capacité du mode SDI à soustraire les tavelures résiduelles. Jusqu’à aujourd’hui, les courbes de contraste issues du mode SDI/ASDI ont toutes fait l’hypothèse de compagnons méthanes, c’est à dire de flux nul dans la bande du  $\text{CH}_4$ . Ceci correspond au cas favorable pour la détection avec

le mode SDI. En réalité, le contraste dépend du type spectral. L'estimation des limites de détection et la comparaison des performances du mode SDI/ASDI et celles données par les techniques classiques ne sont pas directes.

Parce que SPHERE/IRDIS a été développé pour le mode SDI, qui va être un mode majeur d'observation dans le cadre du grand relevé NIRSUR (temps garanti), j'ai étudié de manière approfondie les effets de réduction du mode SDI sur l'analyse des données et sur le calcul des performances de détection. Pour cela, j'ai utilisé des observations réalisées avec NaCo, en mode SDI et ASDI.

J'ai collaboré à une première étude menée par Anne-Lise Maire (l'article est en annexe, Maire et al. 2014). Cette étude a consisté à observer un échantillon de seize étoiles jeunes ( $< 200$  Ma) et proches ( $< 25$  pc) en ASDI avec NaCo mais aussi avec le coronographe FQPM, pour se rapprocher au maximum des futures observations IRDIS. Le but premier de ce relevé était de détecter des planètes géantes froides ( $< 1300 - 1000$  K) jusqu'à des distances aussi courtes que  $5 - 10$  ua. Nous avons également pour but de comparer les performances de détection en mode SDI. Le relevé n'a donné aucune nouvelle détection. Cette étude a été l'occasion de montrer que le flux différentiel issu du mode SDI peut être dégénéré; c'est-à-dire qu'un même flux différentiel peut correspondre à plusieurs masses selon les modèles. Par ailleurs, nous avons choisi de calculer les limites de détection en injectant des planètes artificielles dans les données en explorant une grille de modèles jusqu'à l'obtention d'un rapport signal à bruit supérieur à 5. De cette manière, les effets de soustraction ASDI sont intrinsèquement pris en compte et les performances finales peuvent être exprimées en masses ou températures. Les résultats sont alors dépendants des modèles. Globalement, le mode SDI avec NaCo n'apporte pas systématiquement d'intérêt supérieur à l'ADI pour la détection de compagnons. Nous avons montré que les performances du mode SDI sont déterminées au premier ordre par le rapport de flux, de l'objet recherché, entre les deux filtres. Lorsque ce rapport est favorable au mode SDI, un haut rapport de Strehl, une faible largeur à mi-hauteur, et la stabilité de la FEP améliorent les capacités de détection en masse du mode SDI par rapport à l'ADI. Ces conclusions vont à l'encontre de ceux de la campagne menée avec NICI, qui affirment un gain systématique, de l'ordre d'une magnitude en contraste (Wahhaj et al. 2013a). En effet, dans leurs études, les auteurs ont converti le bruit dans les cartes de résidus en ASDI en contraste, en faisant l'hypothèse implicite très forte que les compagnons recherchés sont méthanés. La conversion suivante en masse a été réalisée en considérant une auto-soustraction du mode SDI indépendante du rapport de flux, ce qui n'est pas correct.

J'ai mené une seconde étude dont le but est de proposer une méthode de conversion du bruit en limite de détection exprimée en masse ou température sans passer par l'injection massive de planètes artificielles dans les données. Cette étude a également pour but de démontrer les effets de réduction du mode SDI et les erreurs engendrées via les méthodes classiques. L'article issu de cette étude a été soumis pour publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics*. Il est présenté dans la section suivante.

## 6.4 Article A&A : Analysis of simultaneous differential imaging data



# Analysis of spectral differential imaging data<sup>★</sup>

J. Rameau<sup>1</sup>, G. Chauvin<sup>1</sup>, A.-M. Lagrange<sup>1</sup>, A.-L. Maire<sup>2</sup>, A. Boccaletti<sup>3</sup>, and M. Bonnefoy<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Univ. Grenoble-Alpes / CNRS, IPAG, F-38000, Grenoble, France  
e-mail: julien.rameau@obs.ujf-grenoble.fr

<sup>2</sup> INAF, Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell'Osservatorio 5, 35122 Padova, Italy

<sup>3</sup> LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, University Pierre et Marie Curie Paris 6 and University Denis Diderot Paris 7, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

Received September, 2014; accepted XX, XX

## ABSTRACT

*Context.* Direct imaging of exoplanets is polluted by a quasi-static speckle noise that severely limits the contrast to be reached. Several observational techniques have been proposed based either on the temporal properties (angular differential imaging, ADI) of this noise or on the spectral difference between speckles and giant planets. Spectral differential imaging (SDI) and its extension to multi-wavelength imaging will be major modes on the new generation of planet finders to detect giant planets.

*Aims.* We aim to illustrate and characterize the impacts of the SDI and SDI+ADI (ASDI) data reduction on the detection of giant planets. We also propose an unbiased method to derive the detection limits issued from SDI/ASDI data.

*Methods.* Observations of AB Dor and  $\beta$  Pictoris made with VLT/NaCo were used to simulate and quantify the impacts of SDI and ASDI. The novel method is compared to the traditional injection of artificial point sources for validation purpose.

*Results.* SDI reduction process creates a typical radial positive-negative pattern of any point-source. Its characteristics and the self-subtraction depend on the separation but also on the spectral properties assumed for the object. This work demonstrates that the self-subtraction cannot be calibrated as a simple geometric effect. Because of this behavior, the detection performances of SDI observations cannot be expressed as contrast in magnitude with the central star without strong assumptions on the spectral properties of the detectable companions. In addition, the residual noise cannot be converted into contrast and physical characteristics (mass, temperature) by standard calibration of flux losses. The proposed method takes the SDI bias into account to derive detection limits without the cost of massively injecting artificial sources into the data. For ASDI, classical and smart ADI algorithms are excluded to measure the sensitivity to avoid additional biases.

**Key words.** instrumentation : adaptive optics - techniques: high angular resolution - methods : data analysis - planetary systems

## 1. Introduction

Direct imaging is the only technique that allows probing the outermost part ( $> 5 - 10$  astronomical units, au) of planetary systems. It is also a very efficient method to extract spectra of exoplanets. However, the planet is usually much fainter than the central star and angularly very close to it. Direct giant planet search has therefore been carried out on ground-based large telescopes fed by adaptive optics (AO) instruments to reach the necessary high-contrast and high-angular resolution. However, the stellar halo is polluted by long-lived instrumental speckles that can be brighter than the signal of a giant planet. These quasi-static speckles evolve randomly over time and over an area of the focal plane so that they produce a correlated speckle noise that is hard to calibrate and remove (Racine et al. 1999).

Several observational strategies combined to advanced post-processing algorithms have been proposed and intensively used to estimate and remove the quasi-static speckles from the images. These techniques rely on the principle of differential imaging in which a reference frame is subtracted from the science image.

Two methods make use of the relative stability of the speckle pattern with respect to the telescope+instrument configuration to build the reference frame. The first one consists in observing a

star with the properties and observing set-up (sometimes called reference differential imaging, RDI). With the second method, the target itself is observed at different FoV orientation with the angular differential imaging so that the speckle pattern remains stable as opposed on a on-sky source (ADI, Marois et al. 2006).

Two other techniques make use of the properties of the light coming from the target star and the object to detect around. Polarimetric differential imaging (PDI, Kuhn et al. 2001) takes advantage of the fact that the stellar light is mostly unpolarized, so as the speckles, while scattered light from dust grains in the surface layer of planetary atmospheres or circumstellar disks is. Spectral differential imaging (SDI, Smith 1987; Racine et al. 1999) makes use of molecular absorption features within the spectra of exoplanets that are not present in the spectrum of target host-star is almost featureless. Two images are simultaneously recorded: one inside the absorption feature, and outside where the planet is bright. Subtracting the two images will remove the speckles while the signal of the planet will be preserved. SDI was first used on the CFHT with the TRIDENT camera (Marois et al. 2000, 2003), VLT/NaCo (Lenzen et al. 2003; Rousset et al. 2003) and MMT by (Close et al. 2005) and Biller et al. (2007) and then intensively used in the NICI campaign (Biller et al. 2013; Nielsen et al. 2013; Wahhaj et al. 2013b,a). Recently, Close et al. (2014) reported the confirmation of a close-in companion around HD 142527 with SDI on MagAO.

<sup>★</sup> Based on observations collected at the European Organization for Astronomical Research in the Southern Hemisphere, Chile, ESO : 60.A-9026, 086.C-0164, 088.C-0358

Estimating the sensitivity limits of direct imaging observations is a key element to constrain our knowledge of giant planets on wide-orbits. Constraining the mass and position of a companion around a structured disk (e.g., Lagrange et al. 2012; Boccaletti et al. 2012, 2013), or in multiple planetary systems (e.g. Marois et al. 2010) helps to improve our understanding on planet-disk interaction and planetary system architecture. When a large number of stars are targeted, statistical analysis can be performed to constrain the population of giant planets on wide orbits, i.e., occurrence, distribution of mass and separation (Lafrenière et al. 2007; Kasper et al. 2007; Chauvin et al. 2010; Janson et al. 2011; Vigan et al. 2012; Rameau et al. 2013; Biller et al. 2013; Wahhaj et al. 2013b; Nielsen et al. 2013; Brandt et al. 2014). Therefore, it is mandatory to properly derive these detection limits to unbiased the physical parameters that are extracted from.

SDI is expected to be efficient when the molecular features are deep enough. Spectra of several objects at different spectral types (SpTs)/temperatures can be used to investigate the regime for which SDI is interesting. H-band spectra of field MLT dwarfs from the SpeX Prism library are shown in Figure 1 along with the peculiar red dwarfs (SD 1110+01) from Stephens et al. (2009), the young free-floating planetary-mass object CFBDSIR 2149 (Delorme et al. 2013), several low-mass companions to young stars (1RXS 1609 b Lafrenière et al. 2007, HN Peg b Luhman et al. 2007, HR 8799 b Marois et al. 2008; Barman et al. 2011), and Jupiter (Rayner et al. 2009)<sup>1</sup>. Spectra were rebinned and degraded onto the same sampling and resolution, i.e.,  $R = 60$ , which corresponds to the lowest resolution spectra. Methane seems to appear in the atmosphere of substellar objects around 1000 K, for early T-type objects with a rapid growth of the absorption band at  $1.62 \mu\text{m}$  when the temperature decreases to 700 K and below. Intriguingly, HR 8799 b does not exhibit methane absorption while the temperature corresponds to the expected transition. Reasons for this behavior are beyond the scope of this paper. However, it is interesting to note that the methane absorption band seems to be not only correlated to the temperature/SpT but to other atmospheric parameters (reduced surface gravity, non-equilibrium chemistry, cloud, metallicity, Barman et al. 2011). Methane has nevertheless been detected in young T-type companions to stars (Janson et al. 2013) and some moderately young T-type dwarfs (Luhman et al. 2007)

The depth of the methane absorption can be measured with the NaCo SDI  $\text{CH}_4$  index in the H-band, defined in Biller et al. (2007):

$$F1/F3 = \frac{\int_{1.53}^{1.62} S(\lambda)T1(\lambda)d\lambda}{\int_{1.58}^{1.68} S(\lambda)T3(\lambda)d\lambda}$$

with  $S(\lambda)$  being the spectrum of the object, F1 and F3 referring to the flux measured in the filter centered at  $1.575 \mu\text{m}$  and  $1.625 \mu\text{m}$  respectively, and  $T1$  and  $T3$  to the transmission in each filter. Note that the wavelength interval has the same length in both channels. With this definition, objects that show some absorption features in their spectra due to methane and centered at  $1.625 \mu\text{m}$  will have  $F1/F3 > 1$ . Additional objects to those in Figure 1 were considered for Figure 2. Detailed are given in the appendix A.1.  $\text{CH}_4$  absorption starts to be significant around the type T2/T3 (Biller et al. 2007). Among the objects considered here, only CFBDSIR 2149 and the peculiar T5.5-dwarf SDSS 1110+01 exhibit strong  $\text{CH}_4$  absorption at  $1.625 \mu\text{m}$ . Young L-type companions have lower  $\text{CH}_4$  indices

<sup>1</sup> The published parameters for the latter objects are assumed as correct.

than field L dwarfs ( $\approx 10 \%$ ). Interestingly, the spectra of field M- and early L-type dwarfs have a plateau in this regime. The lowest value for those objects accounts for HR 8799 b at 0.72. It is therefore not obvious that SDI will be optimal to search for planetary-mass companions below the T2/T3 level.

The efficiency of differential imaging relies on the ability to build a reference frame which contains quasi-static speckles highly correlated with the science image. In the latter case where part of the signal of the planet is considered, subtracting the reference frame will also reduce the flux of the object. For point-source objects observed with ADI, the self-subtraction can be calibrated as a function of the parallactic angle evolution and parameters used to reduce the data. For SDI, the correction is not straightforward.

A companion paper (Maire et al. 2014) details the ASDI performances based on observations of fifteen young stars using injection of artificial point sources.

The objective of the paper is twofold: first/ to qualitatively and quantitatively present the impacts and biases of the SDI reduction process by showing key figures and second/ to provide an SDI-unbiased method to derive the detection limits computationally faster than the injection of artificial sources.

After presenting the simulation procedures and the data in Section 2, we describe in Section 3 the pattern created by the SDI reduction and pinpoint the photometric and astrometric biases which are function on the flux ratio between the two images taken inside and outside the methane absorption feature. A novel approach to derive the detection performances that takes these effects into account is given. Their extensions by including farther effects of ADI are detailed in Section 4 so as the reduction parameters that can be used to avoid to include additional biases. We finally discuss the use of the method to data from integral field unit instruments.

## 2. Simulation procedure

### 2.1. Instrument consideration

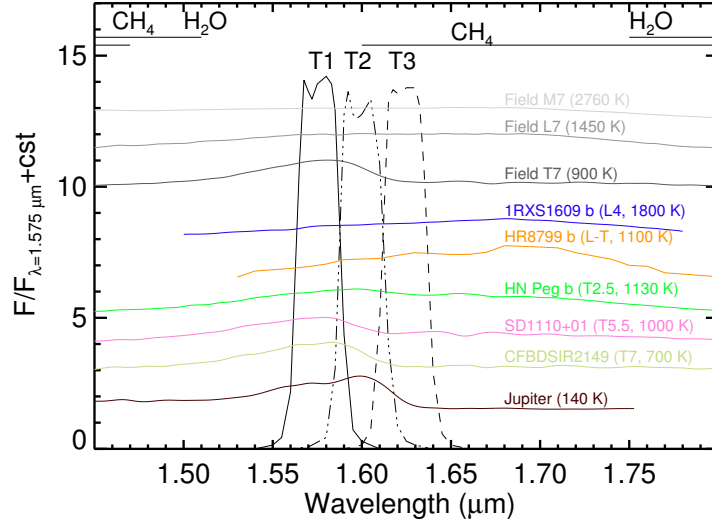
**Table 1.** VLT/NaCo SDI+ mode parameters

Camera	Platescale (mas/pixel)	FoV (" × ")	Filters ( $\mu\text{m}$ )	Filter width ( $\mu\text{m}$ )	FWHM (mas)
SDI+	17.32	8×8	1.575	0.025	40.3
			1.600	0.025	40.9
			1.625	0.025	41.6

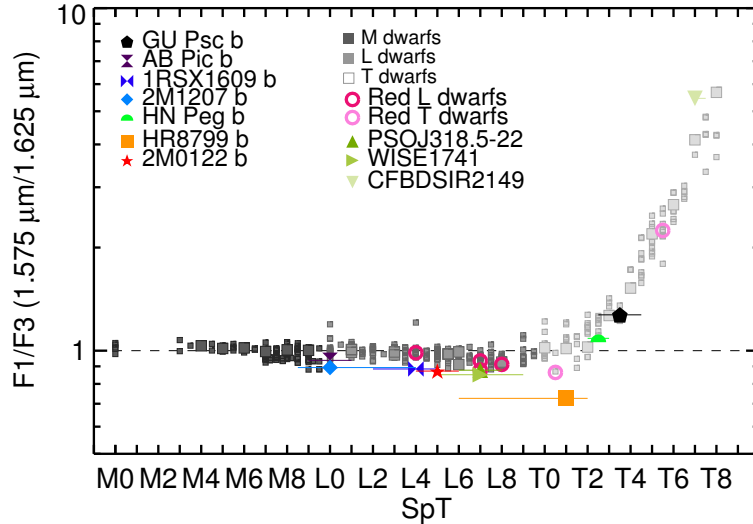
Observations with VLT/NaCo were used to carry out this study. The observations made use of the SDI+ device (Lenzen et al. 2004; Close et al. 2005) mounted on the camera CONICA. The characteristics of this mode are presented in Table 1. The SDI+ was designed to benefit from the methane absorption feature at  $1.62 \mu\text{m}$  into the spectrum of T-type companions. In this mode, four images through a double Wollaston prism and three narrow-band filters are taken simultaneously on the same detector, in four quadrants. Two images ( $I_1, I_2$ ) are taken outside the methane feature (at  $1.575$  and  $1.600 \mu\text{m}$ )<sup>2</sup> and the other two ( $I_{3a}, I_{3b}$ ) inside (at  $1.625 \mu\text{m}$ , left and right) but on two different quadrants. The  $\lambda_1$  and  $\lambda_2$  wavelengths were selected to be as close as possible to  $1.625 \mu\text{m}$  to minimize the non-linear effect of the

<sup>2</sup> The notation follows Maire et al. (2014).





**Fig. 1.** Spectra at a resolution of 60 around the  $\text{CH}_4$  band at  $1.625 \mu\text{m}$ . Field dwarfs are from the SpeX Prism library. A peculiar red dwarf from Stephens et al. (2009) as well as young companions, free-floating planets, and Jupiter are plotted in color. They have been normalized to their values at  $1.575 \mu\text{m}$  and shifted by a constant for better visualization. The transmission of the SDI+ filters (T1, T2, T3) and absorption bands of water and methane are also plotted.



**Fig. 2.**  $\text{CH}_4$  index ( $F1/F3$ ) as a function of the spectral type (SpT). Values larger than 1 mean that  $\text{CH}_4$  is present in the atmosphere. The index is computed for field dwarfs from the SpeX Prism library (grey squares), references field dwarfs are plotted with bigger squares; for the peculiar red-dwarfs from Stephens et al. (2009) (open circles); for young free-floating planetary-mass objects (triangles); and for young companions (alternative symbols).

point spread function (PSF). The second reason for this choice of  $\lambda$  was to optimize the sensitivity to T-dwarfs ( $1.575 \mu\text{m}$ ) and Y-dwarfs ( $1.600 \mu\text{m}$ ) because of the shape of the absorption feature. The SDI+ transmission curves are plotted in Figure 1 over the spectrum of different objects.

## 2.2. Datasets

To study the effect of the SDI mode first and then of the use of SDI and ADI (ASDI hereafter), we used two datasets: one of AB Dor in SDI following the observing strategy of Biller et al. (2007), i.e., four sets at two position angles to mimic ADI for the

saturated and unsaturated observations. However, we will focus our analysis on a single position angle to exploit the SDI only. The second dataset was taken on  $\beta$  Pictoris in ASDI. Saturated images were recorded, along with one short set of unsaturated images to estimate the stellar PSF and serve as photometric calibrator. We chose to integrate during  $5 \text{ s} \times 50$  individual exposures into a datacube for the saturated observations. Sky observations were recorded after the sequence using the same set-ups and applying an offset of  $1.7''$  high-enough to exclude the star and its halo from the FoV. The observing logs are summarized in Table (2). The detection limits for both modes are estimated on these two datasets in the following.

**Table 2.** VLT/NaCo SDI+ observing log of AB Dor and  $\beta$  Pictoris.

Mode	Target	Type	Date	DIT×NDIT (s)	Exposure Time (s)	FoV rotation (deg)	$\langle$ Airmass $\rangle$	$\langle\varpi\rangle$ (")	$\langle\tau_0\rangle$ (ms)	$\langle$ Ec $\rangle$ (%)
SDI	AB Dor B	Unsat.	15/07/2007	0.3454×20	207.24	–	1.34	0.73	5.5	60.2
SDI	AB Dor B	Sat.	15/07/2007	5×20	2800	–	1.51	0.85	5.3	50.2
ASDI	$\beta$ Pic	Unsat.	12/01/2012	2.5×100	250	–	1.16	0.88	3.6	53.9
ASDI	$\beta$ Pic	Sat.	12/01/2012	5×50	3500	27.8	1.12	0.80	4.2	66.9

**Notes.** Unsat. refers to unsaturated exposures while sat. stands for observations where the central star was saturated over several pixels to improve the dynamics. DIT, NDIT,  $\langle$ Airmass $\rangle$ ,  $\langle\varpi\rangle$ ,  $\langle\tau_0\rangle$ ,  $\langle$ Ec $\rangle$  refer to the individual integration time, the number of individual exposures, and the airmass, DIMM seeing, coherence time, and coherence energy averaged over the sequence.

### 2.3. Reduction procedure

Both datasets were reduced with the IPAG-ADI pipeline (Lagrange et al. 2010; Chauvin et al. 2012). We developed an additional module to process the SDI-type data. Each quadrant is extracted from the raw data, cleaned (flat-field, bad pixel, sky) and aligned to a common central position, in parallel. The images  $I_{3a}$  and  $I_{3b}$  were demagnified to the spatial resolution of the images  $I_1$  or  $I_2$ , by the ratio of the central wavelengths of the filters to be considered (1.625/1.600 or 1.625/1.575). The separation of the speckle and Airy pattern scales linearly with  $\lambda$ . This step is mandatory to align speckles in each filter on the same position. Then the demagnified image ( $I'$ ) is scaled in flux, computed as the ratio ( $\alpha$  hereafter) of the total flux in both images in a corona between 15 and 50 pixels (linear regime). This scaling removes the chromatic dependencies of the star flux, the atmospheric and instrument throughputs, and quantum efficiency. Finally, a simple difference is computed frame per frame to remove most of the speckle pattern, such as

$$I_{13b} = I_1 - \alpha I'_{3b},$$

$$I_{23a} = I_2 - \alpha I'_{3a}.$$

In this study, we only considered  $I_{13b}$  as an example.

For SDI data only, the subtracted images are then filtered-out by unsharp-masking to remove low-frequencies and median-combined.

For ASDI data, the mono- $\lambda$  and subtracted images are stored in datacubes together with their parallactic angles. The remaining stellar halo estimation and subtraction, de-rotation, and stacking are further processed in the standard way of the IPAG-ADI pipeline. We use several ADI algorithms which differ in the way the halo is estimated: cADI (Marois et al. 2006), rADI (Marois et al. 2006), LOCI (Lafrenière et al. 2007) and PCA (Amara & Quanz 2012; Soummer et al. 2012).

In all cases, we end up with six residual images, one per filter and two subtracted products.

Finally, we compute the noise as a function of the radius in each residual image from the standard deviation of all pixel values in 1-pixel wide annulus.

While SDI+ provides images in three close narrow-band filters and thus allows the double difference method (Marois et al. 2000) to further improve the halo subtraction, in this paper, we will only consider the simple difference for simplicity. Another reason is that the SDI mode is offered with only two spectral channels on NICI and SPHERE/IRDIS (Beuzit et al. 2008). However, the method presented here can be extended to multi-spectral data.

The unsaturated exposures were reduced in the same way but stacked without any SDI and/or ADI processing. We ended

up with four PSF templates for each quadrant. Zero-points (ZP) were then computed using the peak value of each PSF and assuming the H-band magnitude of AB Dor (4.84mag) and  $\beta$  Pictoris (3.51 mag, we address the error made on the broad-to-narrow band magnitude of the star in the section 3.4). These PSFs were used to perform all simulations presented in the paper.

### 2.4. Standard derivation of detection performances

Two methods are usually used in direct imaging to estimate the sensitivity limits in contrasts and masses.

The first method converts the noise ( $\sigma$ ) in ADU into contrast after removing the SDI/ASDI photometric bias. In classical imaging, the equation 1 is used, while in ADI, the photometric bias is removed as in equation 2:

$$\Delta mag = -2.5 \log(n\sigma(r)) + ZP, \tag{1}$$

$$\Delta mag = -2.5 \log\left(\frac{n\sigma(r)}{1 - \psi(r)}\right) + ZP, \tag{2}$$

with  $n \in \mathbb{R}$  the detection threshold and  $\psi$  the flux loss due to the ADI reduction. The second method consists in injecting scaled versions of the PSFs (fake planets, FP hereafter) into the datacubes before the SDI/ASDI steps and re-processing them as the science data. Each FP is injected in order to explore the radius/position-angle/flux space until it is recovered at a given threshold above the noise (usually  $5 \sigma$ ). The contrast curves are then converted into mass detection limits using evolutionary models (e.g., Baraffe et al. 2003). However, the interpretation of contrast curves for SDI observations is not straightforward and depends on the spectral properties assumed for the detectable objects.

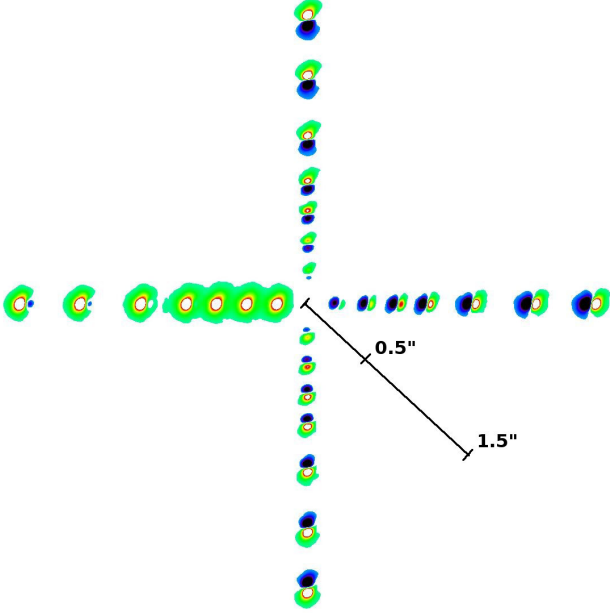
We address in this paper a method to convert the noise to mass without the injection of FPs and re-processing the data from the beginning. We compare the detection performances derived by this technique to the method presented in Maire et al. (2014), i.e., injecting FP into the data by exploring a grid of masses (and therefore predicted flux in each filter) from evolutionary models. We considered a planet to be detected when its residual peak value lies above the  $5 \sigma$  threshold, the noise being measured in the FP-free images as described in the previous section.

As described in Maire et al. (2014), we made use of the atmospheric models from Allard et al. (2012) coupled to the evolutionary models of Baraffe et al. (2003) as a mass-luminosity relationship. We recall that these models have a cut-off at 500 K, i.e.,  $1 M_{Jup}$  at 10 Myr, and  $5 M_{Jup}$  at 200 Myr. The method described

in this paper can be used with other evolutionary/atmospheric models.

### 3. Impacts of SDI data reduction

#### 3.1. Bipolar point-source



**Fig. 3.** Effects of SDI processing as a function of the separation and flux ratio (F1/F3) in noise-free images. Upward residuals have a flux-ratio of 1 as an example; leftward residuals, 4.3, typical for a T7 dwarf; downward residuals, 1.1, typical of a mid-L to early T-dwarf; rightward residuals, 0.87, as for 2M0122 B. SDI residuals experience a strong self-subtraction (except for a highly-methaned companion) and are thus difficult to characterize at small radii, i.e., in the region where it is foreseen to subtract the speckle pattern. The bifurcation point is at 1.9'' with these PSFs.

The spatial demagnification of  $I_{3b}$  to align the speckle pattern leads to radially shift any physical point source, inwards in our case, according to  $\Delta r = r(\lambda_3 - \lambda_1)/\lambda_3$  (Thatte et al. 2007). Hence, first, the closer the spectral channels, the smaller the shift and second, the farther the signal, the higher the shift (in absolute value). Thatte et al. (2007) defines the bifurcation point ( $r_b$ ) as the separation for which the shift is greater than the PSF full-width-half-maximum (FWHM). The theoretical  $r_b$  for the couple ( $I_1, I_3$ ) is 1.3'' for a diffraction-limited PSF with FWHM=40 mas. We see that  $r_b$  will increase for broader PSFs and closer spectral channels (for observations not in the diffraction-limited regime). In the present case, FWHM $\approx$  63 mas and  $r_b = 1.9''$ .

Subtracting  $I'_{3b}$  to  $I_1$  produces a characteristic radial negative-positive pattern. Because of this overlap more or less partial due to the elongation which increases with separation, an off-axis source will suffer from self-subtraction that will directly impact its resulting signal-to-noise ratio (S/R). In Figure 3, we simulated the SDI effect on point sources as a function of separation but also of the flux-ratio F1/F3. We injected the PSFs in noise-free (void) images at 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.1, 1.5, and 1.9'' (i.e. at  $r_b$  for the present PSFs) with a peak flux of 100 ADU in  $I_1$

at four considered position angles. In  $I_{3b}$ , the PSFs were scaled to have F1/F3= 1 at  $PA = 0$  deg as an example, 4.3 at 90 deg typical of a mid T-dwarf, 1.1 at 180 deg typical of late L-dwarf, and 0.87 at 270 deg as 2M0122 b (see Figure 2). It comes out that the self-subtraction can be very significant, 80 – 90 %, at separation as large as 300 mas and  $\geq 40$  % below 1'' in the general case (see Figure 6 in Maire et al. 2014 for a detailed measurement of the self-subtraction in the F1/F3=1 case for a range of measured FWHM). We also see that the residual signal experiences some subtraction (20 %) even at  $r_b$  (see also Maire et al. 2014). Therefore,  $r_b$  should not be taken at the threshold beyond which SDI does not affect the signal anymore. The signature is also made of sidelobes which still overlap at large separations. The self-subtraction becomes negligible ( $\leq 10$  %) beyond 2.5'' typically. When there is very little to no flux counterpart in  $I_3$ , i.e., F1/F3 higher than 1.5-2 for a T3 and later, SDI barely affects the signal and thus provides the best case for a detection. We recall that this behavior depends on the FWHM of the PSFs used, the self-subtraction being for with larger PSF (see Maire et al. 2014). Moreover, when the flux ratio differs from one, then the way of subtraction ( $I_1 - I_3$  vs  $I_3 - I_1$ ) becomes a major concern to optimize the residual flux of the signal one is looking for. When  $F1/F3 \leq 1$ , i.e., for methane-free hot companions,  $I_3 - I_1$  has to be preferred to capitalize the power of SDI and enhance the S/R (e.g. Close et al. 2005)

Impacts of other observing parameters on the SDI self-subtraction have been investigated on VLT/NaCo data in Maire et al. (2014). In a nutshell, no trend has been revealed but correlations with the Strehl and/or the coherent energy are expected with the higher stability of SPHERE/GPI.

#### 3.2. Self-subtraction and influence of the measurement

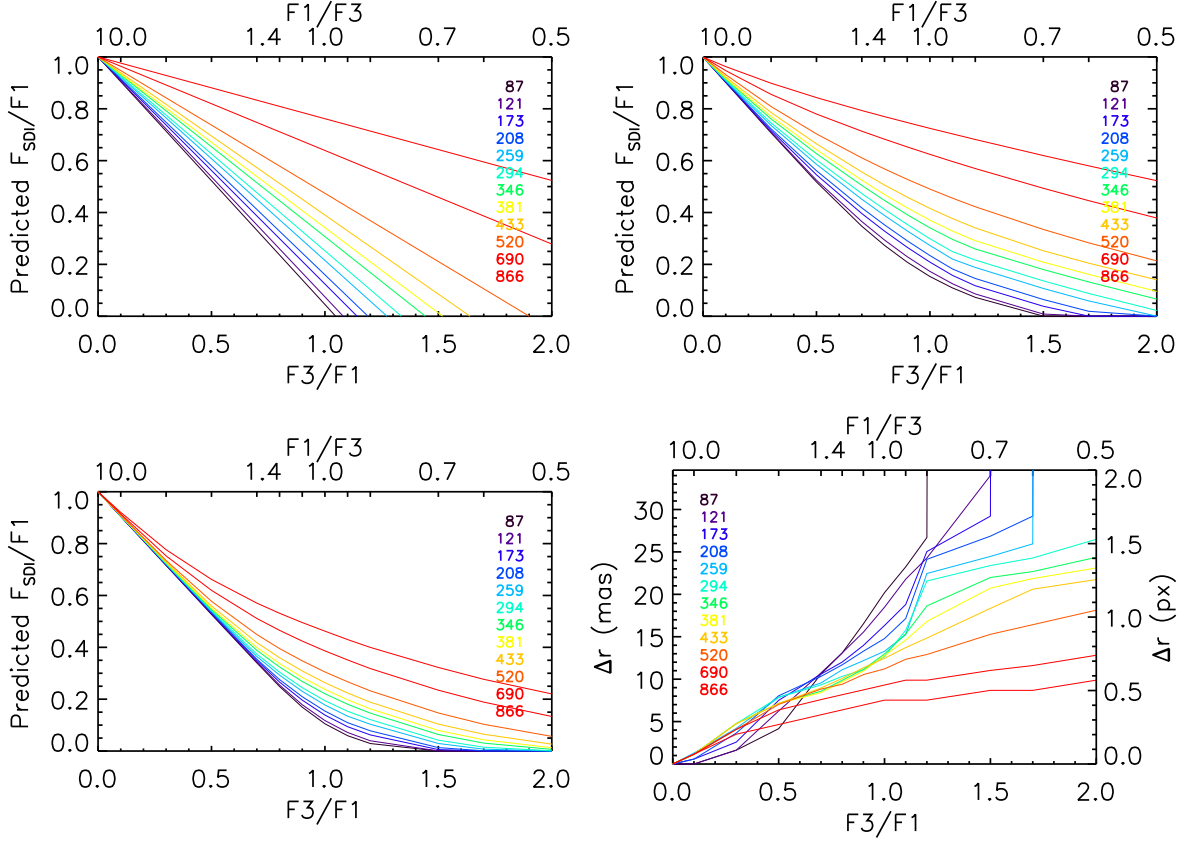
At first order, one could think that the SDI self-subtraction only depends on the geometry, i.e., the radial shift, and set to  $\phi(r, \theta)^3$ . Under this hypothesis, one could then estimate  $\phi(r)$  using a template PSF (e.g. Wahhaj et al. 2013a). For each radius, the PSF is subtracted from itself after being shifted, the ratio of the residual-to-original flux is measured (peak value or aperture photometry).  $\phi$  will be equal to 1 at  $r = 0$  and 0 when  $r \rightarrow \infty$ . Therefore, for a given flux in both images at a given separation, one could predict the residual flux  $F_{SDI}$ . However, the SDI processing requires to scale both images in intensity via  $\alpha$ .  $F_{SDI}$  can be expressed as (Maire et al. 2014):

$$F_{SDI}(r) = F1 - \alpha\phi(r)F3. \quad (3)$$

At short separation,  $\phi$  is close to 1, the signal in  $I_1$  is strongly attenuated while farther away, the shift becomes large so that the two signals do not overlap,  $\phi \rightarrow 0$ , the remaining positive signal tends to F1. Note that  $\alpha$  is usually close to one in our datasets, so we will not test its effects in the following (more details in section 3.4).

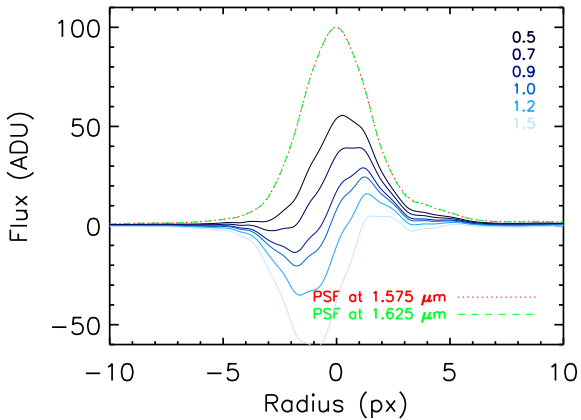
In the end, the self-subtraction would not depend on (F1,F3) and could be calibrated. To test this hypothesis, we measured  $\phi$  as described before as a function of the separation but also for different F1/F3. Each couple of PSFs (for a given separation) was reduced independently in noise-free images. In Figure 4, we plot the  $F_{SDI}/F1$  measured on each residual, as a function of the flux ratio, for different separations, and different measurement methods (maximum, aperture photometry). We chose to display

<sup>3</sup> The self-subtraction depends on the position angle in case on non-axisymmetric PSF.



**Fig. 4.** Flux measured on the residual and normalized to the injected F1 as a function of the flux ratio. Legend’s values indicate the separation in mas. PSFs were reduced independently in noise-free images. **Top-left:** Value on the pixel of injection. **Top-right:** Peak value. **Bottom-left:** Aperture photometry with a radius of 0.75 FWHM centered on the peak. **Bottom-right:** Relative position between the peak in the residual pattern and the injected PSF.

$F_{SDI}/F1$  vs  $F3/F1$  so that the equation 3, assuming  $\alpha = 1$ , becomes linear, with  $\phi$  the slope which decreases with increasing radius. Therefore, one would expect to see a straight line as a function of  $F3/F1$ , starting from one, whatever the separation.



**Fig. 5.** Radial profiles of residual SDI patterns along the shift direction, separated of 300 mas (17 pixels) from the center of the image. PSF profiles are overplotted (dashed and dotted lines). Legend’s value indicate  $F3/F1$  (and correspond to  $F1/F3= 2.0, 1.4, 1.1, 1.0, 0.8, 0.7$ ). All profiles have been centered on 0 for clarity.

The first panel of Figure 4 displays  $F_{SDI}/F1$  measured on the pixel at which the injection was done. As expected,  $F_{SDI}/F1$  so as  $\phi$  decrease linearly decreasing  $F1/F3$  and increasing separation respectively. However,  $F_{SDI}/F1$  drops to negative values: at  $F1/F3= 0.92$  and 87 mas (5 pixels) and then shifted towards lower  $F1/F3$  at higher separations. It means that the positive-negative pattern of an SDI pattern does not have its maximum at the initial position of the point source. Measuring the residual flux on this position will lead to systematically underestimate it. We therefore estimated  $F_{SDI}/F1$  as the peak value by finding the maximum in an aperture of three pixels in radius around the position of injection (which corresponds to the maximal SDI shift). The result is shown on the second panel of Figure 4.  $F_{SDI}/F1$  has higher values with respect to the first panel and is no longer negative for low  $F1/F3$  and/or high separations but can reach a null value for hot cases ( $F1/F3 < 0.7$ ). At first order,  $\phi$  decreases with increasing radius as in the first panel. However, it appears that  $F_{SDI}/F1$  differs from a linear function except for highly-methaned cases ( $F1/F3 > 4$ ). We then measured  $F_{SDI}/F1$  by aperture photometry with a radius of 0.75 FWHM on the positive pixels (Figure 4). Varying the size of the aperture has very little impact. The result is very similar to the second panel. The non-linearity therefore does not depend on the way  $F_{SDI}$  is measured.

The nonlinearity is therefore directly inferred from the shape of the SDI pattern. Radial profiles along the shift direction are shown on Figure 5, at a given separation of 300mas (17 pixels),

for different  $F3/F1$ . For a highly-methaned case, the profile is simply reduced, all pixels homogeneously. When  $F3$  becomes significant, some pixels drop to negative values and the peak shifts to another pixel. Figure 4, bottom right, displays a detailed measurement of the shift of the peak. This shift can be as high as  $1.7 - 2$  pixels for non-methaned cases at the closest separations. But for  $F1/F3 \gtrsim 1$ , the peak can be shifted by one pixel. It turns out that measuring the residual flux on the peak maximum is done on a different pixel as a function of the flux ratio and aperture photometry takes different pixels into account. The result is therefore a non-linearity.

As a consequence, the self-subtraction due to SDI strongly depends on the spectral properties of the companion and cannot be calibrated in an homogeneous way to unbiased the photometry. Equation 3 thus becomes:

$$F_{SDI}(r) = F1 - \alpha \phi \left( r, \frac{F1}{F3} \right) F3. \quad (4)$$

### 3.3. Estimation of SDI detection limits

#### Known bias

Equation 3 implies that the noise (in ADU) measured in residuals SDI images cannot be corrected for photometric bias by applying a simple offset depending on the separation. Because of that, the noise cannot be converted into magnitude using a calibrator (usually the star itself), i.e., to get 'contrast' curve, without making strong assumptions of the spectral properties of any companion. Moreover, it cannot be used to assess the best observing strategy/reduction technique in terms of detections of planets. Comparing the noise between SDI and non-SDI reduction products only informs on the efficiency of this technique to reduce it. The 'contrast curves' presented so far in all but one SDI publications made this direct translation. They thus assumed that this applies to strongly-methaned companions (i.e., SpT of T8 or later). Claiming achieving very deep observations based on these contrast curves cannot be done without explicitly mentioning this strong hypothesis and does not mean that astrophysical objects with these contrasts can be detected, because they might have very different spectral properties. Macintosh et al. (2014) is the first publication to date that showed multi-spectral contrast curves generated with different spectral properties. They considered the two extreme cases of a non-methaned companion and a strongly-methaned companion. The impact is rather strong, i.e., several tenths orders of magnitude in flux, and increases at small separations as expected. However, they did not consider the intrinsic brightness of such objets with these spectral features to show that they are able to detect them or not. Translating these contrasts into masses is impossible for the same reasons. Therefore, the detection performances of SDI observations can be estimated with contrast curves as usual but under strong hypothesis (Macintosh et al. 2014) or directly into physical properties of the objects (mass, effective temperature) (Maire et al. 2014).

#### A new approach

We now provide a quantitative way to estimate the detection sensitivity of SDI-reduced images that overcomes the issue of estimating  $\phi$ . This method directly translates noise into mass without intensively injecting FPs into the data. The main idea is to provide a calibration matrix giving the predicted  $F_{SDI}$  in ADU

as a function of mass and separation. In a way, it is similar to the injection of artificial signals but to a limited extent. We describe below the different steps.

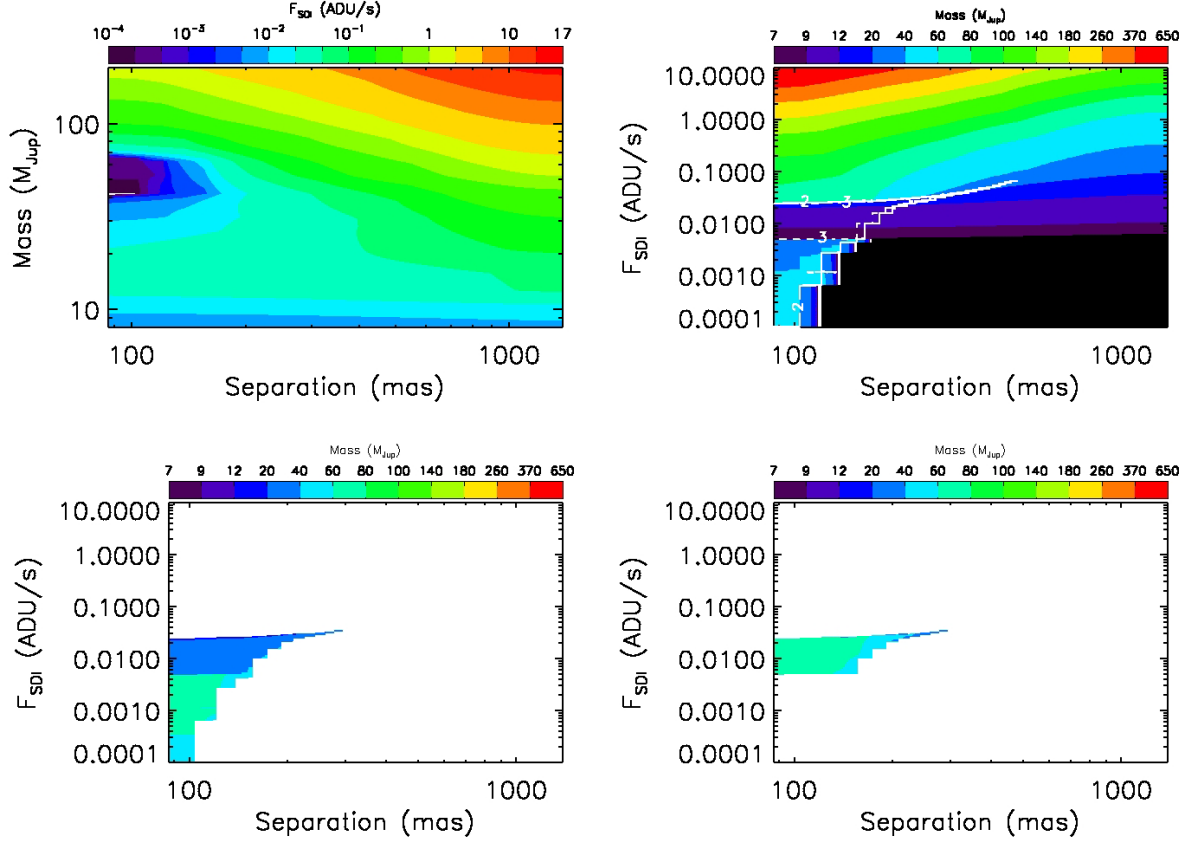
1. From an evolutionary model, absolute magnitude for each planet mass is converted into flux in ADU with the stellar properties (distance, age, magnitude) and ZP.
2. A template PSF in each filter is used to generate a SDI pattern.
3. For the couple of filters to be considered (here  $F1$  and  $F3$ ), the same SDI reduction parameters are used: wavelength ratio and flux normalization factor. These parameters are set by the observations and independent of the reduction of the science data but they are dependent on the estimation methods.
4. An SDI pattern is created that reproduces all the separation-mass parameter space. For each point in the grid, each PSF is scaled to the flux in the corresponding spectral channel. The PSF is then injected into a noise-free image and subtracted to the second one after spatial and flux scaling. The resulting positive part of flux is then measured (maximum, aperture photometry). We end up with a  $F_{SDI}(r, \text{mass})$  map in ADU, called hereafter conversion map (Figure 6, top left).
5. The  $F_{SDI}(r, \text{mass})$  can be transformed to be expressed as  $\text{Mass}(r, F_{SDI})$  in  $M_{\text{Jup}}$ .
6. The radial profile of the azimuthal noise is measured independently on the residual science image, with the same method as for the residual  $F_{SDI}$ .
7. A direct conversion from the noise to mass thanks to the map can be applied to get the final detection sensitivities.

The conversion map is therefore computed only once for a given observing set-up and estimation methods for the parameters of the SDI processing. It can also give an idea on the parameter space that will be probed by the observations before hand. The science data can be reduced independently to optimize the noise minimization without impacting the map.

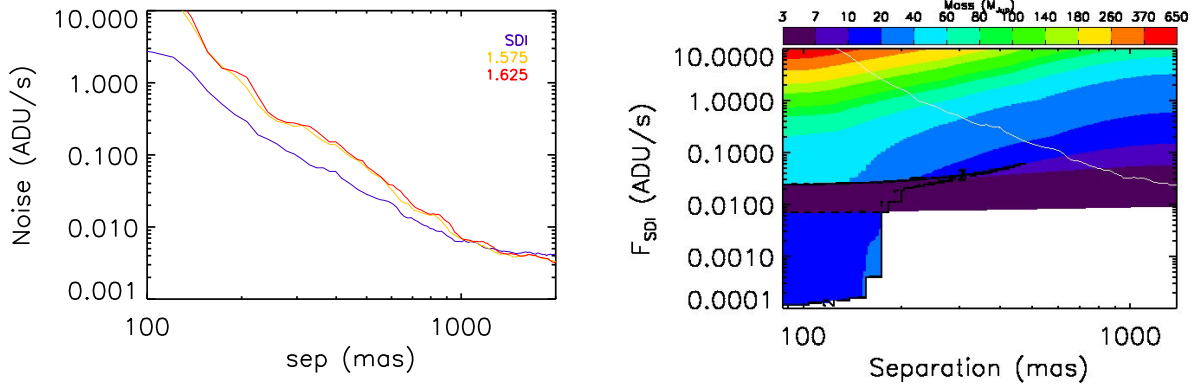
Figure 6 displays a conversion map for a star at 15 pc, 500 Myr, and  $H = 4.84$  mag built using the steps introduced above.  $F_{SDI}$  is expressed as a function of the mass and separation in the top lefthanded panel. The mass limit does not go below  $7 M_{\text{Jup}}$  due to the model and the separation has been limited beyond 80 mas (5 pixels) because the result is meaningless closer-in. As expected,  $F_{SDI}$  globally increases with increasing mass and radius. However, in this case,  $F_{SDI}$  changes of behavior in a region below 200 mas and  $[20, 70] M_{\text{Jup}}$ . As extensively discussed in Maire et al. (2014), different  $(F1, F3)$  can give the same  $F_{SDI}$ . In other words, a given  $F_{SDI}$  can be degenerated in mass. In the three remaining panels of Figure 6, we plot the mass solution as a function of the radius and  $F_{SDI}$ . While black areas correspond to a lack of solutions, regions where a degeneracy exists are highlighted by the contours, indicating the number of solutions, from 1 to 3 in this case. Usually, other solutions are very massive and can be detected through single-band imaging. Combining SDI and classical imaging may help to break the degeneracy, as discussed in Maire et al. (2014).

#### Application to AB Dor

To test this approach, we reduced and analyzed the data of AB Dor. We measured the noise in  $I_1$ ,  $I_{3b}$ , et  $I_{13b}$  and translated it directly into masses. Figure 7, left panel, shows the residual radial noise in the three images. It is clear that SDI processing removes more noise than single-band imaging. We also built



**Fig. 6. Top Left:** Flux measured on the SDI residual maximum as a function of the mass and separation, assuming an age of 500 Myr, a distance of 15 pc, and  $H = 4.84$  mag. Contours indicate  $F_{SDI}$  in (ADU/s). White areas stand for negative flux. **Top Right:** Mass map as a function of the separation and predicted  $F_{SDI}$ . Regions where a degeneracy appears is specified with white contours, indicating the number of solutions. The first (and less massive) solution is plotted here. No solution-cases stand in black areas. **Bottom left:** Same but considering the second solution in mass. **Bottom right:** Same but considering the third solution in mass (see text).

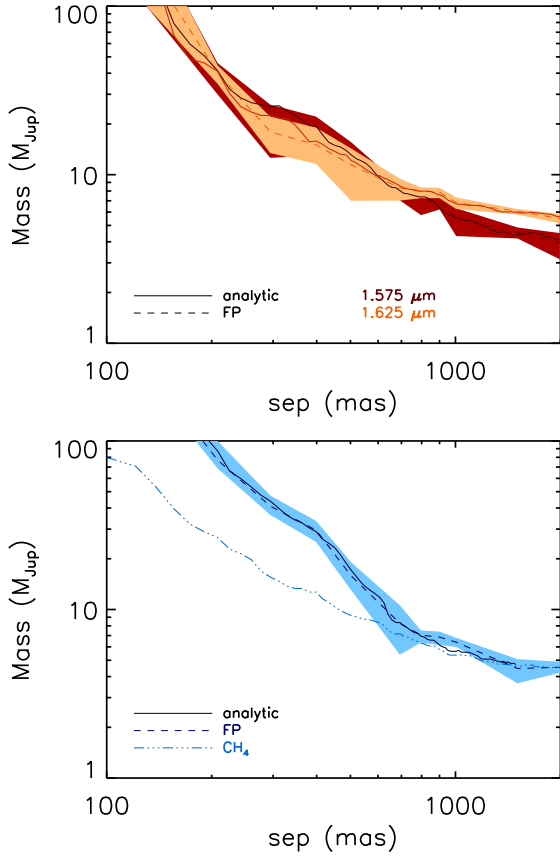


**Fig. 7. Left:** Residual radial noise in SDI and single-band images of AB Dor. **Right:** Same as the top righthand panel of Figure 6 but at 70 Myr. Five times the radial noise in the SDI residual image of AB Dor is overlotted in white and does not come across the degenerated region.

the conversion map from AB Dor’s parameters (15 pc, 70 Myr,  $H = 4.84$  mag; Figure 7, right panel, for the less-massive solution). We overlotted the noise measured in  $I_{13b}$  to see the direct conversion ADU into mass. The residuals do not cross the degenerated region. The conversion of the noise with the calibration results in the detection limits of these observations expressed in mass (‘analytic’, solid lines, Figure 8). The noise in  $I_1$  and  $I_{3b}$  was converted into contrast with equations 1 and then into mass. To assess whether this method works

and is robust, we computed the detection limits with injected FPs at five different position angles until they reach the S/R threshold. We azimuthally averaged the S/R curve to get the radial sensitivity profile and took the standard deviation over the position angle to estimate an error (‘FP’, dashed lines and shaded area, Figure 8). The two methods match very well, showing that the conversion map can be used to derive SDI detection limits while strongly reducing the CPU time. The SDI and 1.575  $\mu m$  curves converge towards large separation and





**Fig. 8.** Detection limits on AB Dor at  $1.575 \mu\text{m}$  (orange),  $1.625 \mu\text{m}$  (red) on the **top panel**, and in SDI (blue), on the **bottom panel** as a function of the separation. Solid lines (analytic) were estimated from a direct conversion of five times the noise into mass with the conversion map for SDI or with standard contrast conversion for single-band images. Limits were also estimated by injecting FP according to the predictions of the model, processed independently, until  $S/R=5$  was reached ('FP', dashed lines), with a  $1\sigma$  dispersion over five position angles (shaded area). Direct conversion from noise to contrast and mass without taking the SDI photometric bias into account, i.e., assuming a T8 SpT, is overplotted ('CH4', triple-dotted dashed line).

low-mass because the SDI photometric bias is highly reduced to end-up with F1 only ( $\phi \leftarrow 0$ , equation 3). The sensitivity of  $I_1$  is better than the one of  $I_3$  at large radius because F1 is slightly greater than F3 for low-mass objects. To demonstrate that SDI processing plays a key role into the detection performance, we overplotted the limit curve by converting the SDI noise into mass assuming no flux in F3, i.e., a T8 SpT for any companion with the associated mass. It came out that the error is significant (several tenths order of magnitudes) at small radii. Yet small separations are the regions where there is an interest to use SDI and then also a lot of induced self-subtraction.

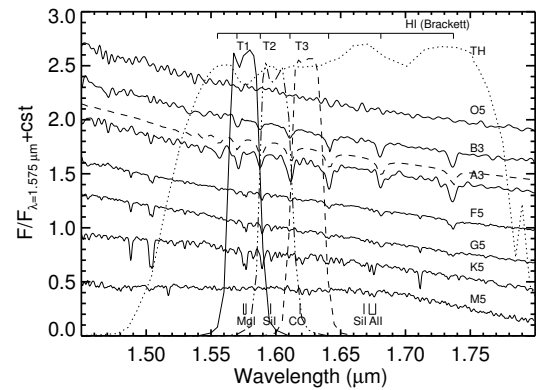
#### A possible degenerated solution

To illustrate the degeneracy issue for the sensitivity derivation, we considered the same case as before but we artificially reduced the noise measured in the SDI residual map by a factor of a hundred. The noise now reaches the degeneracy region in the conversion map (see Figure 9, left panel). At large separation, the noise ends up into a region with no solution. We therefore set the

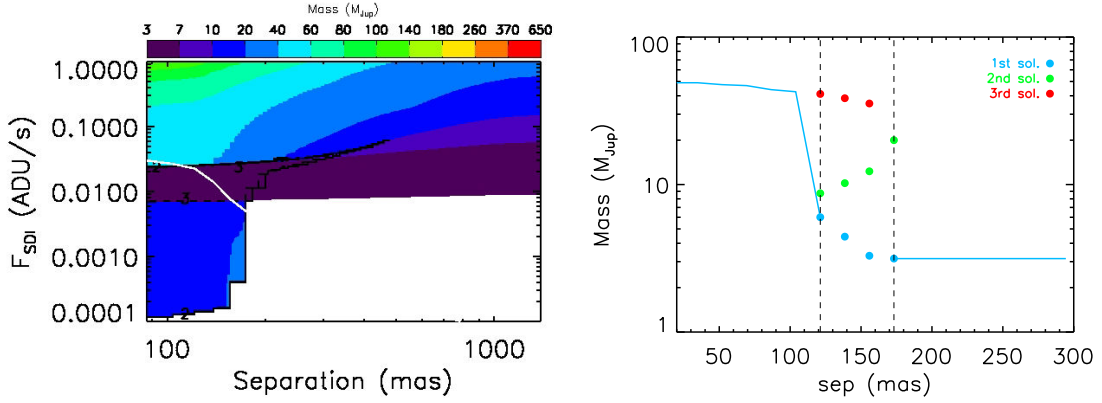
corresponding mass to the lowest mass reached at the transition point. The corresponding sensitivity curve is shown in the right panel of the Figure (9). Out of the vertical dashed lines at 121 and 173 mas, only one solution in mass exists for the noise; the observations are therefore sensitive to planet with higher masses than the limit (blue curve). In between, three then two solutions co-exist for the same noise level; the SDI residual map can only reveal the presence of one of these three solutions for a corresponding separation and not other values. That is to said, in this region, the circles do not represent the minimum mass but exact solutions. As mentioned in Maire et al. (2014), the degeneracy can be overcome thanks to single band observations that might exclude the more massive solutions.

#### 3.4. Biases on the astrometry and photometry

In case a point source is detected only in SDI residual maps and not in single-band images, its characterization has to be done with caution. Because of the nature of the SDI pattern, its position cannot be measured by fitting a 2D function on the residual map. As it was described with Figure 4, the peak shifts with respect to the true position as a function of both separation and flux ratio. Moreover, because of the steep profile of the SDI pattern along the direction of the magnification and subtraction, the function to be fitted might be shifted even more. Therefore, the fitted position will be uncorrected. The astrometry and photometry of any point source have therefore to be estimated using the injection of artificial sources as described in several papers (Marois et al. 2006; Lagrange et al. 2010; Bonnefoy et al. 2011; Chauvin et al. 2012). However, since (F1,F3) can result in the same  $F_{SDI}$ , the characterization has to be done by exploring the mass and its associated flux value in each spectral channel given by the evolutionary model. The flux and the derived astrometry will therefore be modeled-dependent but it is the single technique to avoid biases.



**Fig. 10.** Same as Figure 1 but with typical spectra of class V stars from Ranade et al. (2004) at  $R \simeq 500$ . Also shown prominent absorption features at play in the NaCo SDI+ filters like HI Brackett series for early-type stars and other elements for late-type ones. OBA spectra are taken from the library of Pickles (1998) at a resolution of 500 with a sampling of  $5 \text{ \AA}$  while FGKM spectra come from the IRTF/Spex library of Cushing et al. (2005), with an original resolution of 2000 but degraded to 500. A model spectrum of Vega is overplotted with a dashed-line (Colina et al. 1996) and the 2MASS H-band relative spectral response curve from Cohen et al. (2003).



**Fig. 9.** **Left:** Same as the bottom righthand panel of Figure 8 but with the noise level artificially improved by a hundred to come across the degenerated region. **Right:** Corresponding SDI sensitivity limit that gives the minimum detectable map. In between the vertical dashed lines, the noise-to-mass function is degenerated with three possible solutions, plotted with the circles.

As mentioned earlier in the paper, the fluxes of the primary star in the SDI filters are important to derive the photometry of the observations and convert predictions from models into observables (zero points). No value for any star is available in the literature for SDI magnitudes. It is usually assumed that star spectra have very little chromatic variation so the SDI magnitude can be considered equal to the broad H-band magnitude. However, the precision of the photometry of any object depends also on the accuracy of the magnitude of the primary. These considerations have already been taken into account but only for a specific case (e.g. Janson et al. 2013) or limited to late M dwarfs (Biller et al. 2007).

In Figure 10, we plotted the H-band spectra of class V OBA stars from (Pickles 1998,  $R \simeq 500$ , sampling of  $5 \text{ \AA}$ )<sup>4</sup>, FGKM stars from (Cushing et al. 2005,  $R \simeq 2000$ ) and Vega (Colina et al. 1996) but interpolated over the same grid and degraded to the same resolution as the OBA spectra, and SDI+ transmission curves as for Figure 1 and the 2MASS H-band relative spectral response (RSR) from Cohen et al. (2003). Atomic or molecular lines of interest are also displayed. While the H-band spectra of O stars are featureless, the ones of BA stars are dominated due to the strong neutral hydrogen absorption lines of the Brackett serie with a maximum depth for mid-A stars. The Brackett serie still dominates the spectra of F stars but to a weaker level. Lines by neutral metal species (e.g., Mg I, Si I) are negligible while they become dominant for G stars but still to a relative weakness compared to the continuum. They become significant for K and early-M stars with the Mg I at  $1.58 \mu\text{m}$ . A bump due to the  $\text{H}^-$  opacity minimum around  $1.6 \mu\text{m}$  (and  $\text{H}_2\text{O}$  absorption) significantly strengthens from K to late M-stars (Rayner et al. 2009). H-band M-type spectrum are dominated by numerous but weak FeH absorption features. As a consequence of the lines and continuum shape, corrections to the broad-band magnitude might be non-negligible.

We computed the offset between the H-band magnitude (2MASS RSR,  $T_H$ , Cordelli et al. 1995) and the SDI narrow-band magnitudes as a function of the SpT following the equation 5, with an absolute flux-calibrated modeled-spectrum of Vega

**Table 3.** H-band to SDI narrow-band magnitude corrections for dwarfs stars using the Pickles and IRTF spectral libraries.

SpT	$\Delta m_{1.575 \mu\text{m}}$ (mag)	$\Delta m_{1.600 \mu\text{m}}$ (mag)	$\Delta m_{1.625 \mu\text{m}}$ (mag)
O5V	0.0294	0.0355	0.0004
B3V	0.0277	0.01583	-0.0119
A3V	-0.0007	0.0005	-0.0158
F5V	-0.0108	0.0057	0.0012
G5V	-0.0119	0.0007	-0.0009
K5V	-0.0622	-0.0232	-0.0012
M5V	-0.0743	-0.0220	-0.0078

$(f_\lambda^{\text{vega}})$ :

$$m_H - m_{\text{SDI}_i} = -2.5 * \log \left( \frac{\int T_H(\lambda) f_\lambda^*(\lambda) d\lambda}{\int T_H(\lambda) f_\lambda^{\text{vega}}(\lambda) d\lambda} \right) + 2.5 * \log \left( \frac{\int T_i(\lambda) f_\lambda^*(\lambda) d\lambda}{\int T_i(\lambda) f_\lambda^{\text{vega}}(\lambda) d\lambda} \right) \quad (5)$$

Table 3 sums up the results as a function of the SpT. Firstly,  $\Delta m_{1.575 \mu\text{m}}$  and  $\Delta m_{1.600 \mu\text{m}}$  are of the order of  $10^{-2} - 10^{-3}$  while  $\Delta m_{1.625 \mu\text{m}}$  remains at the  $10^{-3}$  level. For a given SpT,  $\Delta m_{1.575 \mu\text{m}}$  is always higher in absolute value than the two others, as it is expected by the presence of deep lines or red continuum. Variations within a SpT are of the order of magnitude of the value for those three cases. Secondly,  $\Delta m_{1.575 \mu\text{m}}$  and  $\Delta m_{1.600 \mu\text{m}}$  decrease from O (positive) to M (negative) stars while  $\Delta m_{1.625 \mu\text{m}}$  remains nearly constant. The positive-negative transition occurs at the AF transition for  $\Delta m_{1.575 \mu\text{m}}$  and for early-G stars for  $\Delta m_{1.600 \mu\text{m}}$ . Input spectra of the GIRT library (Gupta et al. 2005) give similar results.

While these corrections are one-to-two orders of magnitude below the current photometric accuracy, they might become mandatory to prevent systematics for narrow-band observations with the new generation of planets imagers.

<sup>4</sup> FGK spectra from the Pickles library were either not complete in the H-band or with bizarre features.



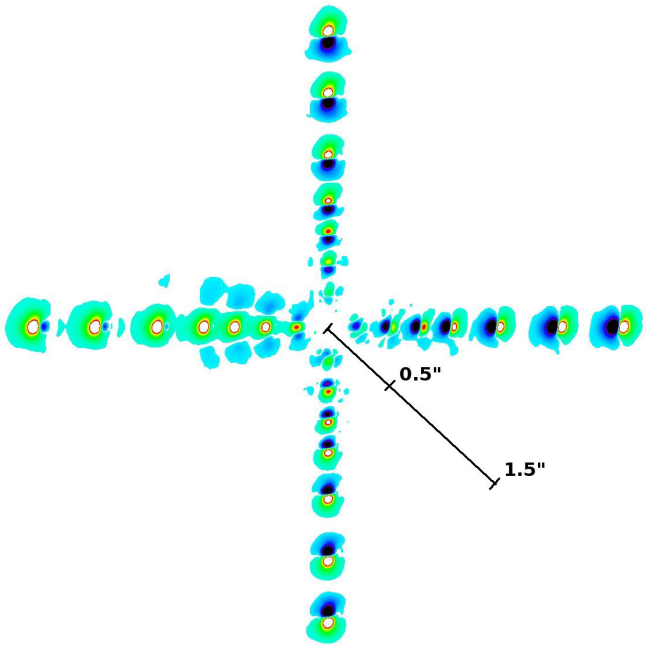


Fig. 11. Same as Figure 3 with cADI processing in addition to SDI.

## 4. Impacts of ASDI

### 4.1. Point-source pattern

The effect of any ADI algorithm is to subtract azimuthally displaced copies of a point-source, the impact of the subtraction depending on the algorithm and associated parameters, the field rotation, and the separation. The subtraction produces the typical negative sidelobes on both sides of the final processed point-source, which might partially overlap it and thus bias its photometry. The sidelobes might not be symmetrical when the observing sequence is not centered on the meridian time and/or little jitter is still present in the data. For ADI data, the self-subtraction can be calibrated by injecting artificial point sources with flat spectra into the data since it does not depend on an object's spectrum. However, when applying SDI and ADI to reduce data, things become more complex. Because of the SDI signature two-lobe radial pattern, ADI creates radial sidelobes aside. The flux distributed into the sidelobes now depends also on the spectral properties of any point source.

We displayed in Figure 11 the SDI map of Figure 3 processed using the cADI algorithm to illustrate this effect. Other algorithms are discussed afterward. For  $F1 \gg F3$ , the ASDI signature resembles the ADI one at short separation but farther away, the negative counterpart of SDI becomes visible and positive sidelobes appear. For  $F1 \gtrsim F3$ , the positive sidelobes are as important as the negative ones. Finally, in the case of  $F1 \ll F3$  (West side), because of the strong negative SDI lobe, the positive sidelobes becomes brighter than the core of the PSF at very short separation.

By construction, cADI produces highly diluted azimuthal sidelobes. However, other ADI algorithms produce brighter (in absolute values) sidelobes because the best reference frames tend to be close in time to the target frame and thus have little relative field rotation. We showed in Figure 12 an ASDI pattern with  $F1/F3 = 1.1$  at 400 mas from the center, reduced in noise-free datacubes with rADI, LOCI (coefficients computed to minimize the noise in  $\beta$  Pic data and applied to the noise-free cube),

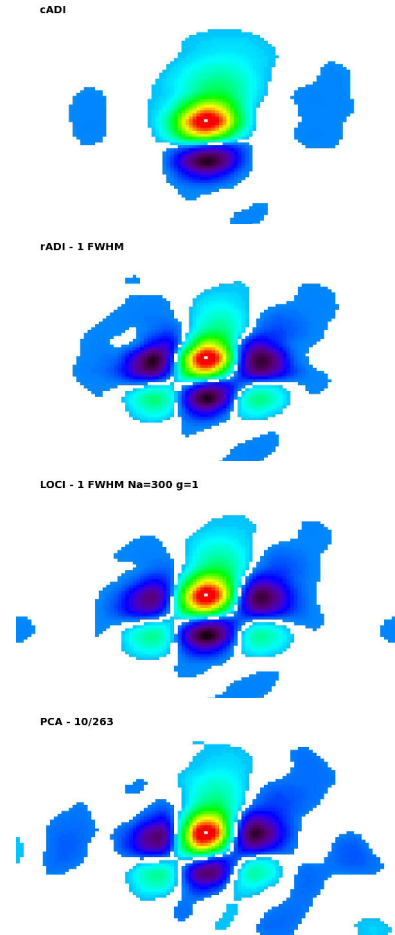


Fig. 12. Snapshot ASDI reduced images using different ADI algorithms for a point-source at 400 mas (23 px) in the original images with  $F1/F3 = 1.1$ . The LOCI coefficients derived to minimize the noise in the science datacube were applied on the noise-free image with the artificial source. For the PCA reduction, the artificial source was injected in science datacube. All images have been normalized to their peak value. The scaling made use of the `BYTSCALE` IDL function and is identical between the panels.

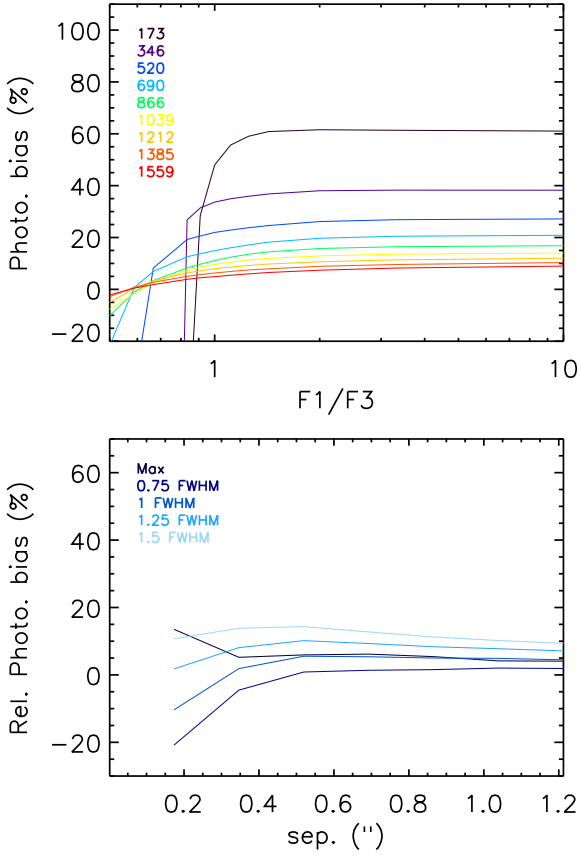
and in science datacubes with PCA. It clearly comes out that the positive sidelobes can be very bright, their position being set by the separation criteria (1 FWHM here). We refer to the Appendix to see the impact of the distance and the flux ratio for different ADI algorithms.

The key question we want to address in this section is: can we decouple the ADI self-subtraction from the SDI one?

The ASDI signature pattern has six components which bias the photometry of the original point source. ADI induces the four side-lobes, two of them being positive depending of the flux-ratio of the initial point-source. The ADI self-subtraction is usually estimated as the flux ratio of an artificial point source injected in the data to its flux measured in ADI-reduced images (either obtained on the peak value or by aperture photometry). For ASDI, if the aperture is too big, it will take part of the positive flux of the sidelobes into account and thus bias the calibration of the ADI effect only.

### 4.2. Photometric bias

We therefore tested whether the ADI flux-loss calibration is equivalent on SDI and non-SDI reduced point-source. We in-



**Fig. 13. Top:** Photometric bias due to cADI processing on SDI-reduced FPs as a function of F1/F3. Legend’s values indicate the separation in mas. PSFs were reduced independently in noise-free images. **Bottom:** Relative error between the bias measured on SDI-reduced FPs and non-SDI FPs as a function of separation for different measurement methods (color) for F1/F3= 1.1.

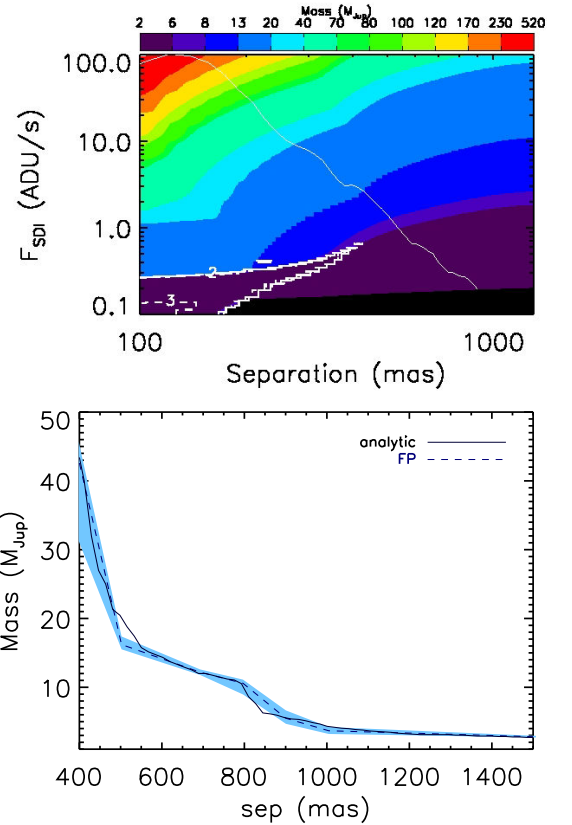
jected artificial point-sources at different separations for different flux ratios, one by one, as for Figure 4, and reduced them with/without SDI and different ADI algorithms. We measured the resulting flux on the maximum in an aperture of 1 FWHM in radius and by aperture photometry with diameter of 0.75, 1, 1.25, and 1.5 FWHM. We compared this flux to the one measured on  $I_1$  and  $I_{13b}$ .

Figure 13 displays the results for the cADI algorithm for a first example. On the top panel, we considered the measurement on the maximum. The first thing to notice is that the photometric bias is not constant with F1/F3, whatever the separation for the considered range. It is constant only beyond F1/F3= 3 systematically. It also decreases with the separation as expected for cADI. Negative values mean that some flux was injected onto the peak up to a higher level than F1. This behavior occurred during the cADI processing and came from the positive sidelobes, due to the SDI pattern, which contaminated it. The lower F1/F3, the higher the flux in the positive sidelobes and therefore the lower the effect of ADI self-subtraction. On the bottom panel of Figure 13, the relative difference of the ADI self-subtraction between the SDI and non-SDI pattern is showed as a function of the separation, for different measurement methods, with F1/F3= 1.1. Depending of the size of the aperture, the error can be as high as 15 % for this flux ratio. The wider the aperture, the higher the error.

For rADI,  $N_{delta}$  is the parameter that directly controls the overlapping of the sidelobes on the central lobe, whatever the radius. It has to be large enough to avoid the contamination. We tested parameters from 0.5 to 1.5 FWHM and measured the photometric bias with the same aperture photometry as for cADI. The bias remains below 10 % as long as  $N_{delta} > 1.25$  FWHM and the diameter of the aperture is below 1 FWHM. This limitation has the cost of a high inner working angle, beyond 350 mas with the rotation

Therefore, the photometric biases of SDI and ADI in a ASDI reduction processing can be decoupled following some restrictions. To minimize the influence of the positive sidelobes resulting from the ADI after SDI processing, whatever the separation, simple algorithms like cADI and sADI have to be excluded in favor of radially controlled ones, rADI and LOCI. Moreover, the separation criteria has to be higher than 1.25 FWHM. Finally, the aperture photometry used to measure the ADI self-subtraction has to be smaller than 1 FWHM in diameter to exclude any contamination by the sidelobes.

#### 4.3. Estimation of detection limits



**Fig. 14. Top:** Same as Figure 7 but for the case of  $\beta$  Pictoris with the SDI+rADI algorithm with  $N_{\delta} = 1.25$  FWHM. The rADI photometric bias has been computed on the residual peak value after ADI processing and without SDI reduction. **Bottom:** Same as Figure 8 for  $\beta$  Pictoris after ASDI processing.

As for the SDI observations of AB Dor, we intend to demonstrate that our method also applies to ASDI data. With the  $\beta$  Pic dataset, we compare the detection limits after SDI and rADI reduction steps, computed by injecting artificial sources and by

the technique introduced in this work. We tested with  $N_\delta = 1.25$  FWHM. A conversion map is built according to the properties of  $\beta$  Pic with the two PSFs of interest. The self-subtraction due to rADI is calibrated on the peak value. The noise measured in the rADI residual map is corrected from the ADI-flux loss and overplotted to the conversion map in Figure 14. The conversion from ADU to mass is then made to end up with the sensitivity limits shown in Figure 14 together with the curves from the FP injection. As for SDI, our method gives the same result as for the FP injection.

For a more extensive analysis using different observations on different stars in different conditions to assess the relative performance of SDI versus ASDI considering the cADI and PCA algorithms, we refer to Maire et al. (2014).

## 5. Discussion and concluding remarks

The effects of SDI and ASDI have been discussed in the context of the search for exoplanets and derivation of sensitivity limits to constrain their presence around young stars. The field of performance of this technique depends upon two parameters: the separation and the flux ratio of the companion between the two spectral channels. This analysis gives a clear demonstration that an ASDI reduced point-source can exhibit a peculiar six-lobe pattern which is not straightforward to predict and does not guarantee ASDI to be more efficient than ADI to detect point sources. Conversely to ADI, the SDI self-subtraction is a physical quantity that can easily be incorrectly estimated. Because of simultaneous effects of the separation and flux ratio, it cannot be calibrated. The reason beyond this effect is the shift of the overall positive profile so as the peak value. Therefore, the SDI self-subtraction cannot be applied as a correction factor to a residual noise to express detection limits in terms of contrast and then convert into masses without significant bias. This observing strategy implies these limits to be model-dependent.

SDI/ASDI detection performances must be computed by taking the specific and nonlinear SDI effects into account. Conversely to the time-consuming injection of artificial point sources exploring a given evolutionary model until a detection threshold is reached, we here provided a method to calibrate the expected flux (positive) after SDI reduction and translate the noise into masses. However, to be valid by preventing the flux contamination by side lobes, the ADI reduction must be done using radial algorithms like rADI or LOCI using a separation criteria beyond 1.25 FWHM, at the cost of reducing the inner working angle. This technique makes possible the generation of 2D maps while the injection of artificial sources is usually sparse to save computing time. Finally, with NaCo data, these considerations can be limited below one arcsecond since SDI and single-band observations reach the same sensitivity at this separation.

One of the focal instrument of SPHERE (Beuzit et al. 2008), IRDIS (Dohlen et al. 2008), will make use of a dual-band imaging mode (DBI) for SDI purpose using a variety of filter pairs from the Y to K band. The method described in this paper is straightforwardly applicable to the derivation of its detection performances.

The conversion map computation can be generalized. The double-difference proposed by Marois et al. (2000) to further suppress the speckle halo create a negative-positive-negative SDI pattern which depends also on the flux-ratio between the three spectral channels and the separation. The same method and reduction parameters can be used to estimate the detection performances using this reduction strategy. Moreover, with integral field units (IFU) being generalized to high-contrast ground-

based AO fed-instruments (Beuzit et al. 2008; Macintosh et al. 2008), our method can be extended to multi-wavelength techniques and the spectral deconvolution method (Sparks & Ford 2002; Thatte et al. 2007). Care must be taken at this point to compute the zero-points if one expect to reach a  $10^{-2}$  level in accuracy on the magnitude of any point source.

An improvement of the proposed method can be done by making use of the side-lobes. Our choice was to focus on the central and positive part of the ASDI pattern as it is broadly done for ADI. However, these side-lobes are additional parts of the signal which help the human eye to identify a astrophysical point-source from a speckle. Therefore, the eye-derived S/R might be higher and imply better sensitivity. Moreover, these lobes hold flux information of the point-source to which they belong to and might be brighter than the central part in some cases. They are implicitly used in the characterization of point-sources by standard techniques for ADI but can help to improve the constraints on the presence of giant planets on wide-orbits in the detection limits.

*Acknowledgements.* JR specially thanks Jérôme Bouvier for useful helps on the photometric system. This research has benefitted from the SpeX Prism Spectral Libraries, maintained by Adam Burgasser at <http://pono.ucsd.edu/~adam/browndwarfs/spexprism>. This research has benefitted from the Montreal Spectral Library, maintained by Jonathan Gagné at <http://sites.google.com/site/mbdberg/montreal-spectral-library>. We acknowledge financial support from the French National Research Agency (ANR) through project grant ANR10-BLANC0504-01.

## Appendix A: Appendix A: Properties of young substellar objects.

We report in Table A.1 the properties of the young substellar objects used in Figures 1.

## Appendix B: Appendix B: ASDI patterns using other ADI algorithms

We display in Figure B.1 the ADI reduced version of Figure 3 with the sADI, rADI, PCA, and LOCI algorithms.

## References

- Allard, F., Homeier, D., Freytag, B., & Sharp, C. M. 2012, in EAS Publications Series, Vol. 57, EAS Publications Series, ed. C. Reylé, C. Charbonnel, & M. Schultheis, 3–43
- Amara, A. & Quanz, S. P. 2012, MNRAS, 427, 948
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, A&A, 402, 701
- Barman, T. S., Macintosh, B., Konopacky, Q. M., & Marois, C. 2011, ApJ, 733, 65
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Billler, B. A., Close, L. M., Masciadri, E., et al. 2007, ApJS, 173, 143
- Billler, B. A., Liu, M. C., Wahhaj, Z., et al. 2013, ApJ, 777, 160
- Boccaletti, A., Augereau, J.-C., Lagrange, A.-M., et al. 2012, A&A, 544, A85
- Boccaletti, A., Pantin, E., Lagrange, A.-M., et al. 2013, A&A, 560, A20
- Bonnefoy, M., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2014, A&A, 562, A127
- Bonnefoy, M., Chauvin, G., Rojo, P., et al. 2010, A&A, 512, A52
- Bonnefoy, M., Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., et al. 2010, A&A, 528, L15
- Bowler, B. P., Liu, M. C., Shkolnik, E. L., & Dupuy, T. J. 2013, ArXiv e-prints
- Brandt, T. D., McElwain, M. W., Turner, E. L., et al. 2014, ArXiv e-prints
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Beust, H., et al. 2012, A&A, 542, A41
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Bonavita, M., et al. 2010, A&A, 509, A52
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, A&A, 425, L29
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Zuckerman, B., et al. 2005, A&A, 438, L29
- Close, L. M., Follette, K. B., Males, J. R., et al. 2014, ApJ, 781, L30
- Close, L. M., Lenzen, R., Guirado, J. C., et al. 2005, Nature, 433, 286

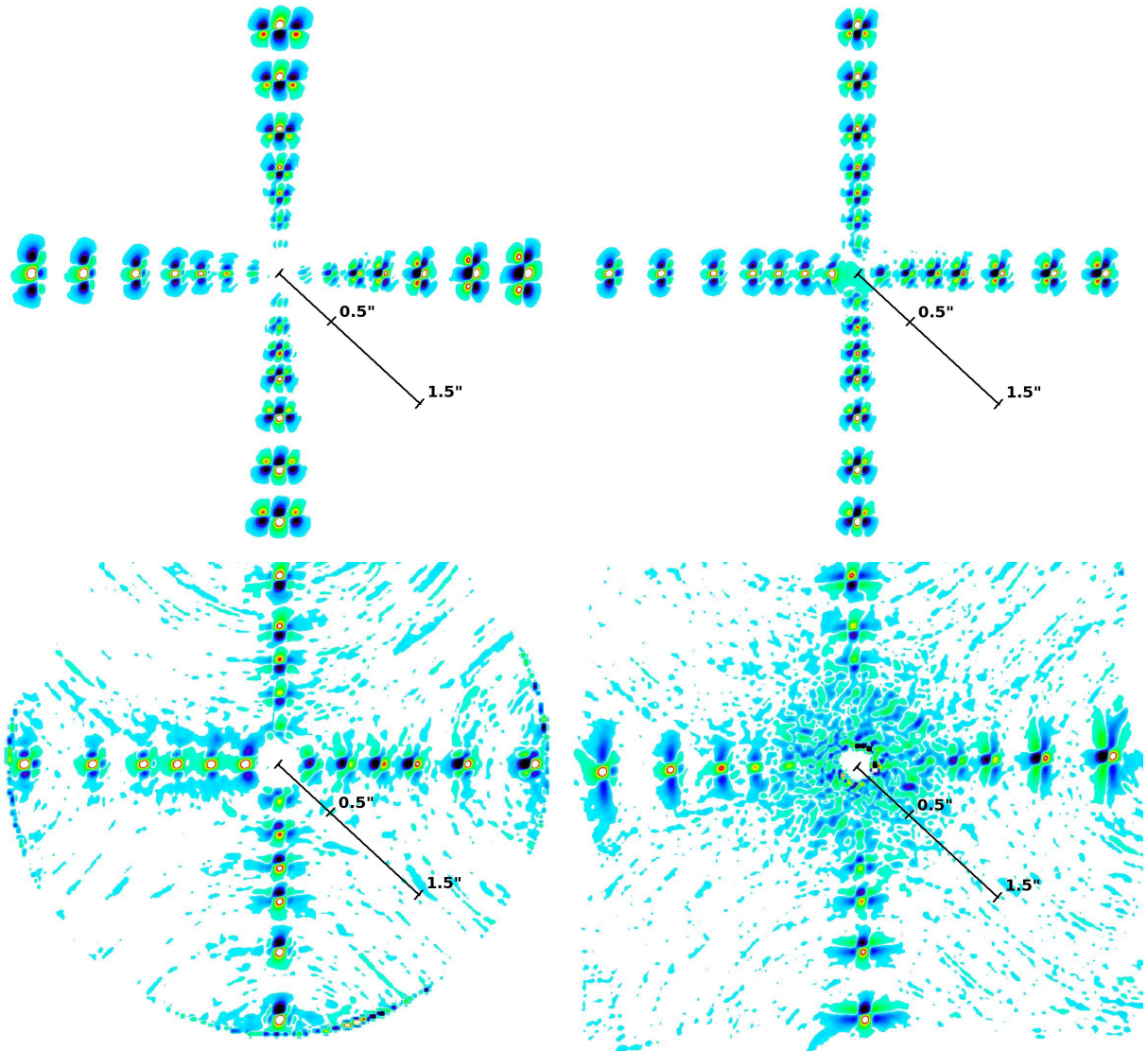
**Table A.1.** Physical and atmospheric parameters of the young planetary-mass objects and companions used to investigate the depth of the 1.62  $\mu\text{m}$  methane absorption band.

Name	Distance (pc)	Age (Myr)	Separation (au)	Mass ( $M_{\text{Jup}}$ )	$T_{\text{eff}}$ (K)	SpT	Ref.
GJ 504 b	$17.56 \pm 0.08$	$160^{+350}_{-60}$	$\approx 43.5$	$4^{+4.5}_{-1}$	$510^{+30}_{-20}$	T	1, 2
AB Pic b	$45.5^{+1.8}_{-1.7}$	30	$248 \pm 10$	13 – 14	$1800^{+100}_{-200}$	$L0 \pm 1$	3, 4, 5
1RXSJ1609-2105 b	$145 \pm 20$	$\approx 5$	$\approx 330$	$8^{+4}_{-2}$	$1800 \pm 200$	$L4^{+1}_{-2}$	6
2M 1207 b	$52.4 \pm 1.1$	8	$40.8 \pm 0.9$	$8^{+2}_{-2}$	$1600 \pm 100$	M8 – L5	7, 8, 9
HN Peg B	$18.4 \pm 0.3$	$300 \pm 200$	$795 \pm 15$	$21 \pm 9$	$1130 \pm 70$	$T2.5 \pm 0.5$	10
HR 8799 b	$39.4 \pm 1.1$	30	$69.1 \pm 0.2$	$7^{+4}_{-3}$	$1100 \pm 100$	$T1^{+1}_{-5}$	11, 12
2M 0122 b	$36 \pm 4$	$\approx 120$	$52 \pm 6$	12 – 14	$1400 \pm 100$	L4 – L6	13
PSO J318.5-22	$24.6 \pm 1.4$	21	–	$6.5^{+1.3}_{-1}$	$1160^{+30}_{-40}$	$L7 \pm 1$	14
WISE 174102.78-464225	10 – 30	10 – 100	–	4 – 21	$1450 \pm 100$	$L7 \pm 2$	15
CFBDSIR 2149-0403	35 – 50	$\approx 120$	–	4 – 7	$\approx 700$	T7 – T7.5	16

**Notes.** Separations is given in projection unless the inclination of the system is known. The mass from HR 8799 b is based on spectrophotometry to be consistent with other. Mass based on dynamical is always smaller. The separation of HR 8799 b is the one derived from the latest orbital fit. We adopted the lowest solution in mass for 2M0122 b but there is another solution at 23 – 27  $M_{\text{Jup}}$ .

**References.** (1) Kuzuhara et al. (2013); (2) Janson et al. (2013); (3) Chauvin et al. (2005); (4) Bonnefoy et al. (2010); (5) Bonnefoy et al. (2014); (6) Lafrenière et al. (2010); (7) Ducourant et al. (2008); (8) Chauvin et al. (2004); (9) Patience et al. (2010); (10) Luhman et al. (2007); (11) Marois et al. (2008); (12) Barman et al. (2011); (13) Bowler et al. (2013); (14) Liu et al. (2013); (15) Schneider et al. (2014); (16) Delorme et al. (2013).

Cohen, M., Wheaton, W. A., & Megeath, S. T. 2003, *AJ*, 126, 1090  
 Colina, L., Bohlín, R. C., & Castelli, F. 1996, *Instrument Science Report*  
 Cushing, M. C., Rayner, J. T., & Vacca, W. D. 2005, *ApJ*, 623, 1115  
 Delorme, P., Gagné, J., Girard, J. H., et al. 2013, *A&A*, 553, L5  
 Dohlen, K., Langlois, M., Saisse, M., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series  
 Ducourant, C., Teixeira, R., Chauvin, G., et al. 2008, *A&A*, 477, L1  
 Fortney, J. J., Marley, M. S., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. J. 2005, *Astronomische Nachrichten*, 326, 925  
 Gupta, R., Ashok, N. M., Singh, H. P., & Ranade, A. C. 2005, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 33, 175  
 Janson, M., Bonavita, M., Klahr, H., et al. 2011, *ApJ*, 736, 89  
 Janson, M., Brandt, T. D., Kuzuhara, M., et al. 2013, *ApJ*, 778, L4  
 Kasper, M., Apai, D., Janson, M., & Brandner, W. 2007, *A&A*, 472, 321  
 Kuhn, J. R., Potter, D., & Parise, B. 2001, *ApJ*, 553, L189  
 Kuzuhara, M., Tamura, M., Kudo, T., et al. 2013, *ArXiv e-prints*  
 Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2010, *ApJ*, 719, 497  
 Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *ApJ*, 660, 770  
 Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57  
 Lagrange, A.-M., Milli, J., Boccaletti, A., et al. 2012, *A&A*, 546, A38  
 Lenzen, R., Close, L., Brandner, W., Biller, B., & Hartung, M. 2004, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 5492, *Ground-based Instrumentation for Astronomy*, ed. A. F. M. Moorwood & M. Iye, 970–977  
 Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in *SPIE*, Vol. 4841, 944–952  
 Liu, M. C., Magnier, E. A., Deacon, N. R., et al. 2013, *ApJ*, 777, L20  
 Luhman, K. L., Patten, B. M., Marengo, M., et al. 2007, *ApJ*, 654, 570  
 Macintosh, B., Graham, J. R., Ingraham, P., et al. 2014, *ArXiv e-prints*  
 Macintosh, B. A., Graham, J. R., Palmer, D. W., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7015, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*  
 Maire, A.-L., Boccaletti, A., Rameau, J., et al. 2014, *ArXiv e-prints*  
 Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., et al. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4860, *High-Contrast Imaging for Exo-Planet Detection.*, ed. A. B. Schultz, 130–137  
 Marois, C., Doyon, R., Racine, R., & Nadeau, D. 2000, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4008, *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, ed. M. Iye & A. F. Moorwood, 788–796  
 Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, 641, 556  
 Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348  
 Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, *Nature*, 468, 1080  
 Nielsen, E. L., Liu, M. C., Wahhaj, Z., et al. 2013, *ApJ*, 776, 4  
 Patience, J., King, R. R., de Rosa, R. J., & Marois, C. 2010, *A&A*, 517, A76  
 Pickles, A. J. 1998, *PASP*, 110, 863  
 Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, 111, 587  
 Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *A&A*, 553, A60  
 Ranade, A., Gupta, R., Ashok, N. M., & Singh, H. P. 2004, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 32, 311  
 Rayner, J. T., Cushing, M. C., & Vacca, W. D. 2009, *ApJS*, 185, 289  
 Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in *SPIE*, Vol. 4839, 140–149  
 Schneider, A. C., Cushing, M. C., Kirkpatrick, J. D., et al. 2014, *AJ*, 147, 34  
 Smith, W. H. 1987, *PASP*, 99, 1344  
 Soummer, R., Pueyo, L., & Larkin, J. 2012, *ApJ*, 755, L28  
 Sparks, W. B. & Ford, H. C. 2002, *ApJ*, 578, 543  
 Stephens, D. C., Leggett, S. K., Cushing, M. C., et al. 2009, *ApJ*, 702, 154  
 Thalmann, C., Carson, J., Janson, M., et al. 2009, *ApJ*, 707, L123  
 Thatte, N., Abuter, R., Tecza, M., et al. 2007, *MNRAS*, 378, 1229  
 Vigan, A., Patience, J., Marois, C., et al. 2012, *A&A*, 544, A9  
 Wahhaj, Z., Liu, M. C., Biller, B. A., et al. 2013a, *ApJ*, 779, 80  
 Wahhaj, Z., Liu, M. C., Nielsen, E. L., et al. 2013b, *ApJ*, 773, 179



**Fig. B.1.** Same as Figure 11 with sADI (top-left), rADI (top-right), LOCI (bottom-left) and PCA (bottom-right) processing. The same parameters as in Figure 12 were used. The scaling made use of the `BYTSC1` IDL function and is identical between the panels.



## 6.5 Leçons apprises avec NaCo

Les études que j'ai menées avec les données de NaCo ont montré que l'intérêt du mode SDI était limité par le rapport des flux de l'objet dans les filtres SDI considérés. Il devient pertinent lorsque ce rapport dépasse 1.3 et est particulièrement performant au delà de 2. J'ai eu l'occasion d'illustrer quantitativement le type de signatures attendues pour des points-sources en fonction de la séparation et du type spectral. Cette signature radiale négative-positive qui se développe azimuthalement sous l'effet de l'ADI complexifie la mesure astrophotométrique finale. La dépendance au rapport de flux, liée à la mesure du signal positif de la signature SDI, implique également que les effets d'auto-soustraction en flux issus des processus de réduction ne sont pas uniquement géométriques mais dépendent du type spectral de l'objet recherché. Ce résultat pose le problème de l'estimation des limites de détection SDI/ASDI. La perte de flux n'est plus calibrable, ce qui signifie que le bruit dans les cartes de résidus ne peut être corrigé des effets du mode SDI de manière directe comme pour l'ADI, et ne peut donc pas être exprimé en contraste. Cette impossibilité est très contraignante pour comparer les performances de détection des différents modes d'observations car le contraste est une quantité très représentative des limites en sensibilité qui ne dépend pas des modèles. Pour le mode SDI, les utilisateurs devront se contenter de les exprimer en paramètres physiques (masse,  $T_{\text{eff}}$ ) qui dépendent des modèles, malheureusement incorrects dans le cas du  $\text{CH}_4$  en bande H pour le moment. J'ai montré que c'était la seule manière non-biaisée de faire cette comparaison.

Cependant, plutôt que d'injecter massivement des planètes artificielles dans les données, de les réduire de nouveau, en explorant une grille de modèles, j'ai proposé une solution plus rapide (surtout dans le cas du ASDI) qui permet de convertir directement le bruit en quantités physiques pour les limites de détection. Cette méthode permet également d'obtenir des limites de détection à deux dimensions (réalisation très coûteuse en temps de calcul avec l'injection de planètes artificielles). Enfin, pour être valide dans tous les domaines de masses et de séparations, j'ai montré que tous les algorithmes de réduction ADI ne pouvaient être utilisés ; seules les techniques radiales comme rADI et LOCI avec un critère de séparation suffisant ( $> 1.25$  FWHM) sont autorisées.

Ces études vont permettre d'exploiter au maximum les performances de SPHERE/IRDIS en mode SDI (appelé *dual band imaging*, DBI dans ce cas) et la réduction et l'analyse des données qui seront obtenues.

## 6.6 Vers une généralisation de l'analyse du mode SDI avec SPHERE/IRDIS

Dans Maire et al. (2014), nous avons montré que l'amélioration de la sensibilité en masses de ASDI par rapport à l'ADI à courtes séparations avec NaCo n'était pas systématique. Il est naturel de penser que le haut Strehl et la stabilité de l'OA de SPHERE combinés avec les qualifications dédiées au mode SDI d'IRDIS vont permettre de soustraire le bruit de tavelures encore d'avantage et ce, au niveau dépassant l'auto-soustraction en flux du mode SDI pour les objets peu méthanés. Dans cette section, je discute l'intérêt des différentes paires de filtres dédiées au mode SDI qui équipent IRDIS et les problématiques de réduction et d'analyse auxquelles nous aurons à faire face. Une étude détaillée d'IRDIS et du mode DBI est présentée dans le manuscrit de thèse d'A. Vigan.

La roue dédiée au mode SDI d'IRDIS porte six paires de filtres dont les caractéris-

TABLE 6.2 – Liste des paires de filtres pour le mode SDI de IRDIS. Informations extraites du manuel d'utilisation de SPHERE.

Nom	$\lambda_0$ ( $\mu m$ )	$\lambda_1$ ( $\mu m$ )	$\lambda_1 - \lambda_0$ ( $\mu m$ )	$\Delta\lambda$ ( $\mu m$ )	Absorbeurs (classés par apparition)
Y2Y3	1.025	1.080	0.055	0.045	KI+H <sub>2</sub> O+CH <sub>4</sub> +NH <sub>3</sub>
J2J3	1.190	1.270	0.080	0.050	H <sub>2</sub> O+CH <sub>4</sub> +NH <sub>3</sub>
H2H3	1.589	1.667	0.078	0.055	H <sub>2</sub> O+CH <sub>4</sub>
H3H4	1.665	1.736	0.071	0.055	H <sub>2</sub> O+CH <sub>4</sub>
K1K2	2.100	2.244	0.144	0.110	H <sub>2</sub> O+CH <sub>4</sub> +AIC H <sub>2</sub>

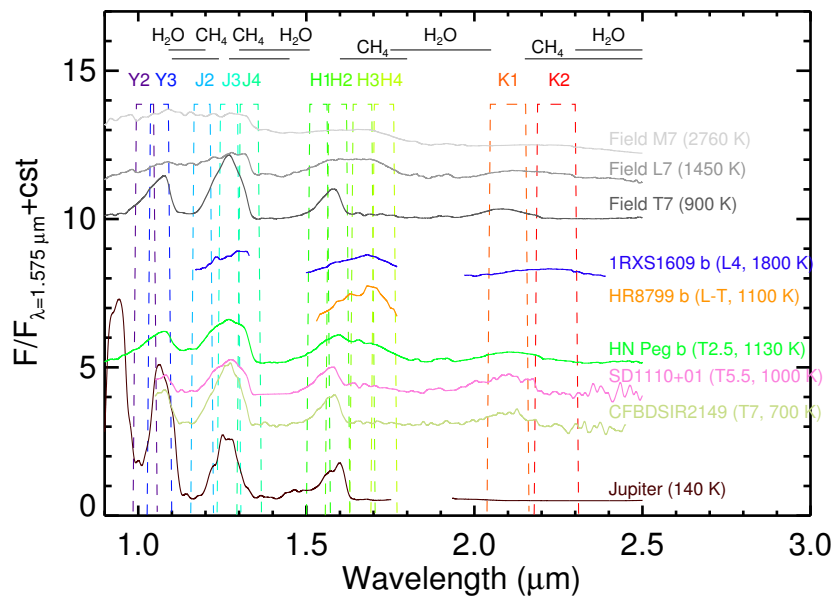


FIGURE 6.10 – Spectres en proche infrarouge à une résolution de 60. Les naines du champ viennent de la librairie SpeX Prism. Une naine rouge particulière de Stephens et al. (2009), ainsi que des compagnons jeunes, des objets de masse planétaire et Jupiter sont également représentés. Les spectres ont été normalisés par leur flux à  $1.575 \mu m$  et décalés par ajout de constantes pour faciliter la comparaison visuelle. La transmission théorique des filtres DBI de IRDIS sont tracés en tirets et les régions d'absorption de CH<sub>4</sub> et H<sub>2</sub>O sont identifiées.



tiques sont résumées dans le tableau 6.2<sup>2</sup>. La figure 6.10 présente des spectres en proche infrarouge des naines du champ, de compagnons substellaires et de Jupiter, issus de la littérature (présentés dans le tableau 6.1). Chaque spectre a été interpolé sur une grille en longueurs d'onde commune échantillonnée à 1 angström. Les spectres ont été dégradés à la résolution commune la plus faible, soit 60 (HR 8799 b). Certains spectres ne sont disponibles que sur une gamme restreinte de longueurs d'onde. J'ai superposé la transmission théorique des filtres SDI d'IRDIS ainsi que les domaines d'absorption de H<sub>2</sub>O et CH<sub>4</sub>. Ces filtres ont été imaginés et conçus pour sélectionner la partie bleue ou la partie rouge de plusieurs bandes d'absorption dans le proche infrarouge, créées par CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>O et NH<sub>3</sub> principalement. La paire de filtres Y2Y3 permet également de sélectionner le continuum du spectre à 1  $\mu\text{m}$  qui est fortement affecté par les ailes de la raie KI avant d'être creusé par les molécules citées précédemment.

Afin d'étudier l'intérêt des différentes paires de filtres en fonction de  $T_{\text{eff}}$  ou du type spectral, j'ai calculé l'indice spectral associé en utilisant l'équation 6.1 et la figure 6.11 de la même manière que pour la figure 6.4. On remarque deux paires de filtres se détachent : Y2Y3 et H3H4. L'indice spectral qui leur est associé, bien que toujours supérieur à 1, n'est pas très élevé : celui de H3H4 ne dépasse jamais 1.4 et augmente légèrement avec  $T_{\text{eff}}$  pour présenter un maximum autour de 1200 K ou T3 ; celui de Y2Y3 augmente plus fortement avec la température mais en restant inférieur à 1.7, il présente également une chute de 15 % entre 1600 et 1200 K. Cela signifie que les structures spectrales attendues ne sont pas très marquées dans ces domaines de longueurs d'onde. Une extrapolation de la courbe Y2Y3 donnerait des indices plus élevés pour les naines Y lorsque la bande de NH<sub>3</sub> se creuse ; l'indice de Jupiter vaut 2.0. Les rapports de flux J3J2 sont supérieurs à 1 à partir de la moitié de la séquence des M et augmentent progressivement jusqu'au niveau T1/1100 K puis s'accroissent fortement en prenant des valeurs jusqu'à 5 pour les T8/700 K et 5.4 pour Jupiter. L'indice spectral associé à la paire H2H3 présente de plus fortes valeurs. Supérieur à 1 pour les M précoces, il diminue lentement jusqu'à 0.8 au niveau L3/1800 K puis re-augmente, dépasse l'unité à T0/1300 K et atteint 7 à T8/700 K puis 22 pour Jupiter. Comme dans le cas des indices des filtres NaCo, ceux des objets jeunes sont inférieurs de 10 % par rapport à ceux des naines du champ dans la séquence L. Enfin, l'indice K1K2 suit environ la même évolution mais avec un régime inférieur à 1 plus restreint (M5-L6/2600-1600 K) et dépasse 10 pour les T8/750 K mais devrait rechuter dans le régime Y puisque l'indice de Jupiter vaut 2.8.

TABLE 6.3 – Seuils des indices spectraux pour les paires de filtres DBI d'IRDIS.

Nom	> 1.3		> 1.5		> 2.0	
	SpT	$T_{\text{eff}}$ (K)	SpT	$T_{\text{eff}}$ (K)	SpT	$T_{\text{eff}}$ (K)
Y2Y3	L1-L8/T3	2100-1500/1200	T5	1100	–	–
J2J3	L4	1800	T0	1400	T4	1100
H2H3	T3	1200	T4	1150	T5	1100
H3H4	T2-T6	1300-1100	–	–	–	–
K1K2	T1	1300	T2	1250	T2.5	1200

En adoptant les mêmes résultats que pour NaCo, je résume les seuils d'intérêt pour

2. Il existe une paire supplémentaire H3H2 redondante avec la paire H2H3.

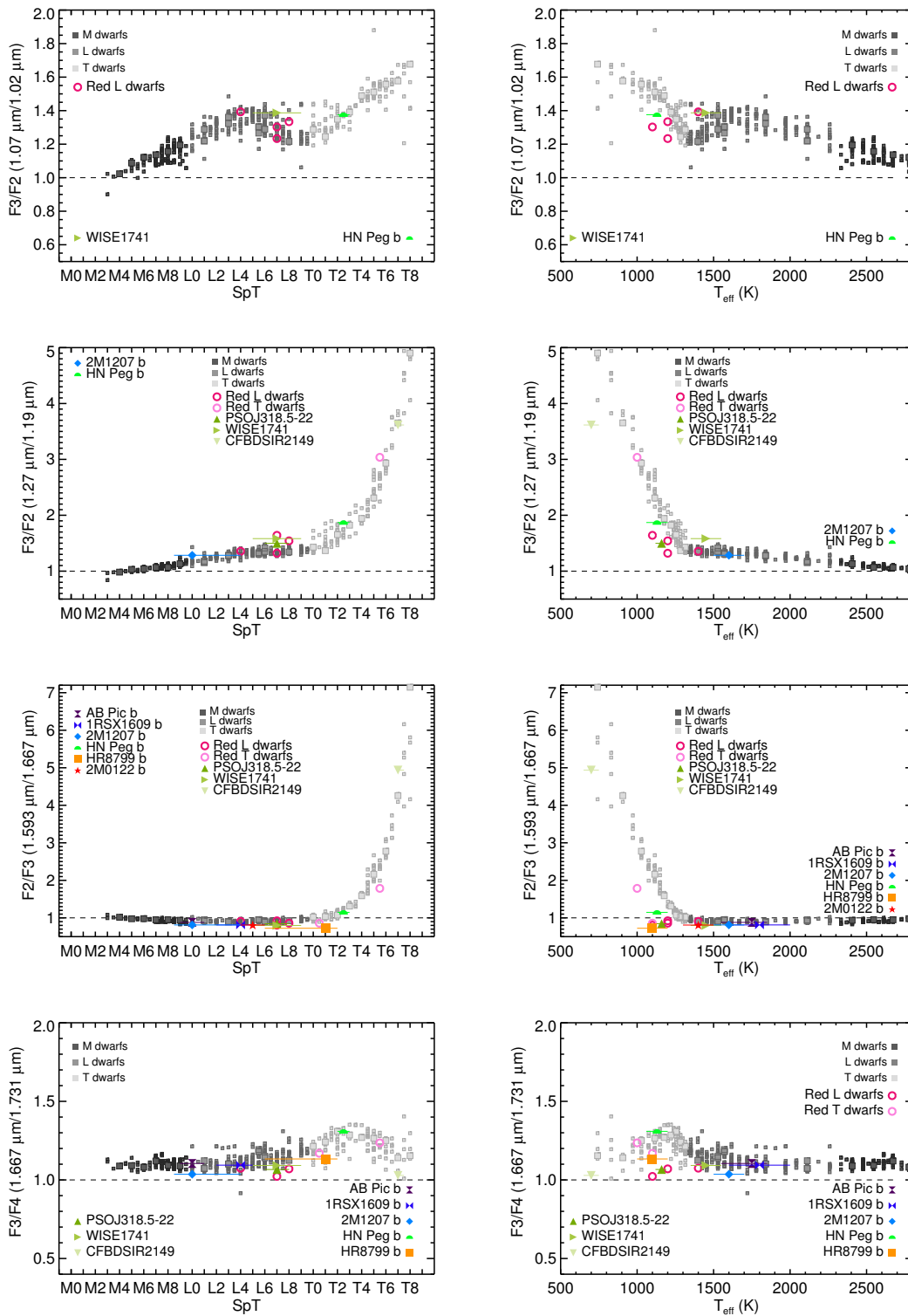


FIGURE 6.11 – Indices spectraux correspondent aux paires IRDIS/SDI en fonction du type spectral (**gauche**) et de la température effective (**droite**) : Y23 (**haut**), J32 (**deuxième ligne**), H23 (**troisième ligne**) et H34 (**bas**) . La figure est similaire à la figure 6.4.

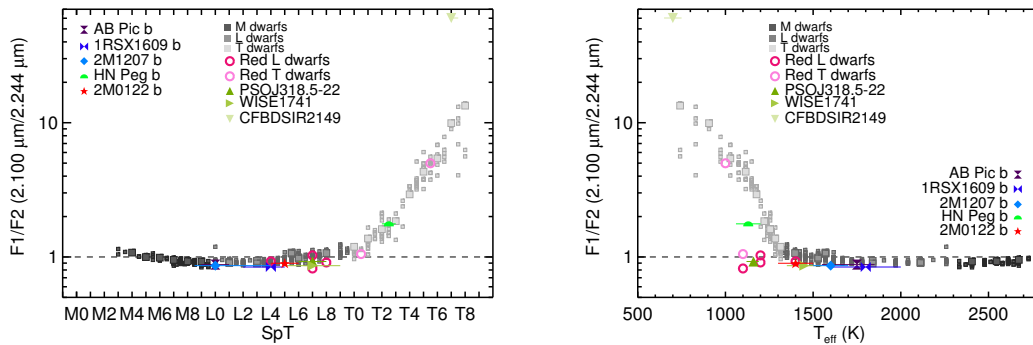


FIGURE 6.11 – Suite : K12.

le mode SDI des différentes paires de filtres d’IRDIS en fonction du type spectral ou de  $T_{\text{eff}}$  dans le tableau 6.3. Les paires J2J3, H2H3 et K1K2 présentent les plus hauts rapports de flux et les seuils les plus précoces ; la paire J2J3 semble être plus intéressante pour les L tardives tandis que les indices associés à H2H3 et K1K2 sont plus élevés pour les naines T. La paire H2H3 surpasse K1K2 dans le régime Y où le rapport de flux continue à augmenter d’après les valeurs de Jupiter. L’intérêt de la paire H3H4 est très limité, le premier seuil est tardif et redondant avec d’autres paires dont les indices sont plus élevés. La paire Y2Y3 présente un domaine d’intérêt très limité entre L1 et L8 mais il est unique ; cette paire pourrait être utilisée pour chercher des compagnons chauds (2100 – 1500 K).

Concernant les processus de réduction et les effets sur les signatures des points sources, l’écart entre les filtres DBI est supérieur de 10 % à 120 % à celui entre les filtres NaCo. De ce fait, l’homothétie spatiale engendrera un déplacement radial des points sources d’autant plus important. Ainsi, pour un même rapport de flux et une même séparation, l’auto-soustraction sera moins importante et donc un signal positif de la signature SDI plus important.

La méthode que j’ai proposée dans l’article précédent pour estimer les limites de détection en terme de quantités physiques peut s’appliquer directement aux données d’IRDIS. En effet, une FEP de l’étoile non-saturée peut être obtenue, les magnitudes dans chaque paire à partir des modèles d’évolution peuvent être calculées, afin de créer les cartes de calibration en flux en fonction de la séparation et de la masse. Le niveau de bruit dans les cartes de résidus IRDIS peut donc être directement traduit en courbe de sensibilité.

## 6.7 Perspectives

Les études que j’ai menées constituent une première étape dans l’analyse des données multi-spectrales. J’apporte ici plusieurs pistes d’étude visant à l’améliorer.

Le processus d’homothétie spatiale et de soustraction du mode SDI produit une signature positive-négative étendue radialement dans l’image soustraite. Le processus ADI ajoute une complexité en créant une signature à six lobes. Jusqu’à présent, la détection ne s’est basée que sur l’intensité du lobe central positif par rapport à la variance (positive) du flux (le bruit) dans la carte de résidus. Or, les six lobes positifs et négatifs font partie de la même signature ASDI. A l’oeil, la détection d’objets qui produisent cette signature est donc meilleure que si l’on considère uniquement le flux du lobe central. J’aimerais donc pousser l’estimation des limites de détection en mode SDI en exploitant au mieux

toute l'information contenue dans la signature ASDI. Il s'agit par exemple de mesurer l'ensemble du flux de cette signature dans son étendue spatiale ainsi que celui du bruit associé. Un future développement est l'application de cette méthode pour l'étendre à des limites de détection des données multispectrales des IFS.

# Quatrième partie

## Conclusions



# Chapitre 7

## Conclusions et perspectives

### Sommaire

---

7.1	Des nouveaux éléments sur les planètes géantes . . . . .	168
7.2	Vers une étude complète des systèmes planétaires . . . . .	171

---

### 7.1 Des nouveaux éléments sur les planètes géantes

Cette thèse s'inscrit dans le contexte astrophysique riche et dynamique des planètes extra-solaires. J'ai notamment apporté des éléments nouveaux aux problématiques liées à leur formation et leur évolution, présentées en introduction, mais aussi à l'utilisation de techniques spécifiques d'imageries différentielles pour les étudier. La structure des disques de transition est-elle due à la formation de planètes géantes ? Comment se forment et évoluent les planètes géantes ? Quelles sont leurs propriétés statistiques et physiques ? Ce sont autant de questions que j'ai pu aborder par l'observation en utilisant la technique d'imagerie directe assistée par optique adaptative. Je reprends ci-dessous les principaux résultats que j'ai pu obtenir en les replaçant dans le contexte vaste de l'étude des planètes géantes. Je termine par les nombreuses questions qui restent en suspens en pointant les différentes perspectives offertes par de futurs grands projets instrumentaux au sol et dans l'espace.

#### Structures des disques de transition

J'ai particulièrement exploré la formation planétaire dans le cas spécifique du système jeune et complexe HD 142527. Actuellement, la présence d'un ou plusieurs perturbateurs est suspectée pour expliquer les structures du disque circumstellaire (cavité, spirales, asymétries). Bien que la cavité et les bras spiraux soient relativement bien reproduits par des simulations hydrodynamiques incluant une planète géante dans un disque de gaz et de poussières, j'ai montré que ce scénario n'est pas compatible avec la non-détection de planètes géantes au delà de 50 ua à partir d'observations avec NaCo au VLT. La présence d'une planète sur une orbite excentrique (dont l'apoastre serait proche du bord externe de la cavité), permettant de créer la grande cavité centrale, impliquerait une forte excentricité du disque engendrée par les perturbations dynamiques. Or, celle-ci est aujourd'hui estimée proche de 0.16 (Avenhaus et al. 2014). Cette hypothèse est donc rejetée, favorisant plutôt



la présence d'un système multiple de planètes géantes dont les masses seraient inférieures aux limites de détectabilité de nos observations (Rameau et al. 2012; Close et al. 2014).

Aucune planète géante n'a été confirmée dans les cavités/sillons des disques de transition identifiés jusqu'à présent. Le cas de LkCa 15 (Kraus & Ireland 2012) pourrait être la première détection et confirmation du mécanisme de structuration par une planète en formation. Néanmoins, la nature du signal détecté nécessite une confirmation robuste. HD 100546, T Cha, SAO 206162, TW Hya ou AB Aur sont autant de disques de transition présentant des structures complexes dont l'origine reste encore inconnue. Ces objets ne bénéficient cependant pas encore de contraintes fortes sur la présence de planètes géantes, du fait de la trop grande proximité angulaire entre le sillon et l'étoile centrale ou de la faible sensibilité en masses des données acquises. Le cas de IRS 48 est intéressant car ce disque présente une cavité et un vortex qui ressemblent fortement aux structures engendrées par interactions avec une planète géante (van der Marel et al. 2013). Des observations en imagerie directe permettront de tester cette hypothèse.

Finalement, une meilleure compréhension de la dynamique du gaz et de la poussière permettra de mieux appréhender la complexité des structures observées et d'identifier des diagnostics observationnels propres à la formation planétaire.

### Formation et évolution

Détecter un plus grand nombre de planètes géantes sur des orbites éloignées est indispensable pour obtenir des contraintes observationnelles sur les modèles et les théories de formation, d'évolution physique et dynamique, mais aussi sur la physico-chimie des atmosphères des planètes géantes.

J'ai découvert la planète géante HD 95086 b située à  $\simeq 56$  ua en séparation projetée et avec une masse de  $\simeq 5 M_{\text{Jup}}$ . Avant cette thèse, cette étoile n'était connue que par ses propriétés physiques (masse, âge, distance). La détection de HD 95086 b a rapidement motivé des études supplémentaires avec d'autres instruments, par d'autres équipes internationales, pour explorer ce système. Peu de temps après l'annonce de la découverte de HD 95086 b, un disque de débris autour de l'étoile a été résolu et caractérisé grâce à *Herschel*. HD 95086 est le troisième système connu avec une planète géante orbitant à moins de 100 ua autour d'une étoile de type A, jeune et possédant un disque de débris, avec HR 8799 et  $\beta$  Pictoris. J'ai rapidement initié des études plus approfondies de HD 95086 b pour révéler ses propriétés physiques et atmosphériques. HD 95086 b possède des couleurs extrêmement rouges dans le proche infrarouge qui traduisent un fort contenu en poussières dans son atmosphère. J'ai apporté des nouvelles contraintes sur les modèles d'évolution puisque ces propriétés étaient mieux reproduites par la nouvelle génération de modèles atmosphériques SETTL (comparativement aux modèles COND et DUSTY) qui offrent un traitement plus propre de la physique des poussières (formation, mélange et sédimentation). Les caractéristiques (couleurs, température) de HD 95086 b sont similaires à celles de HR 8799 bcde ou 2M 1207 b, qui se situent à cette transition particulière où la formation de molécules de méthane est attendue (bien que probablement affectée par la faible gravité de ces objets jeunes).

La découverte de HD 95086 b m'a permis d'aborder les questions liées à la formation de cette planète. En effet, avec HR 8799 bcde, GJ 504 b et  $\kappa$  And b, HD 95086 b défie actuellement les mécanismes traditionnels de formation. Leur position n'est pas compatible avec une formation in-situ par mécanisme d'accrétion sur coeur; leur masse paraît plutôt faible pour être issue d'un effondrement et d'une compression directe par instabilité

gravitationnelle dans le disque. Les scénarios d'accrétion de gros grains seraient une solution alternative pour former ces objets à leurs positions observées ; une fragmentation en cascade dans le cas de l'instabilité gravitationnelle pourrait être également envisagée. Les interactions dynamiques post-formation (migrations, rencontres proches) pourraient aussi avoir joué un rôle primordial pour l'architecture actuelle de ces systèmes. A ce jour, seule  $\beta$  Pic b se détache de ce lot avec un demi-grand axe de 8 – 9 ua, favorable à une formation in-situ par accrétion sur coeur.

HD 95086 a été une des toutes premières cibles de GPI en décembre 2013 (dont les résultats ont été publiés et présentés dans le chapitre 4) et a été la première cible dédiée à l'étude des performances de haut-contraste lors des premières phases de tests de SPHERE en mai 2014. Ces choix montrent que HD 95086 est une cible de référence pour l'étude des planètes géantes.

Si l'inclinaison du disque, contrainte par les observations *Herschel* est correcte et si HD 95096 b lui est coplanaire, alors sa séparation physique la place juste au bord interne de la cavité identifiée d'après la distribution spectrale d'énergie de HD 95086. Ce système constitue donc un exemple rare permettant l'étude des interactions disque-planète comme dans les cas de HR 8799 et  $\beta$  Pictoris. Dans ce sens, des observations avec ALMA dans le but de contraindre la masse en poussières de chacun des disques, leur géométrie (extension, excentricité, inclinaison, orientation) et la présence de gaz ont été proposées voire déjà exécutées. Comme la cavité du disque de HR 8799, celle du disque de HD 95086 est trop large pour avoir été creusée uniquement par HD 95086 b si son orbite est circulaire. Les mesures de l'excentricité de l'orbite et de la cavité seront des éléments importants pour contraindre l'architecture du système. S'il s'avère que ces excentricités sont faibles, la présence d'autres planètes géantes est fortement probable pour pouvoir maintenir la cavité sur des échelles de temps de plusieurs millions d'années comme c'est le cas pour HR 8799.

Outre la caractérisation de systèmes singuliers pour contraindre les mécanismes de formation et d'évolution des planètes géantes à longues périodes, je me suis intéressé à l'étude de leurs propriétés statistiques dans le cadre de relevés systématiques d'étoiles jeunes et proches. Les observations précédant ce travail de thèse se sont principalement concentrées sur des étoiles de type solaire et n'ont donné que des limites supérieures sur la fréquence de planètes géantes évoluant sur des orbites larges. La détection de quelques planètes géantes permet cependant d'estimer également des limites basses sur cette fréquence, limites qui n'existaient pas avant.

Le relevé que nous avons effectué est composé d'un échantillon représentatif de la population d'étoiles jeunes, massives, proches et possédant un disque de débris. Comme un certain nombre d'autres grands relevés ciblant des étoiles jeunes (Gemini, VLT, MMT, Keck), nous n'avons pas détecté de nouveaux compagnons de masses planétaires malgré des probabilités de détection maximales autour de 100 ua et  $3 M_{\text{Jup}}$ . J'ai pu montrer que les modèles simples d'instabilité gravitationnelle se basant uniquement sur les critères de fragmentation du disque sont incapables de reproduire les observations. J'ai également contraint fortement l'existence d'une population planétaire avec des distributions en masses et en séparations extrapolées des résultats de spectroscopie Doppler (courtes séparations, étoiles de la séquence principale) à longues périodes. Ces résultats, ainsi qu'une fréquence de 10 – 20 % des géantes gazeuses sur des orbites entre 20 ua et 300 ua typiquement, indiquent que les processus de formation et d'évolution dynamique sont peu efficaces pour former et/ou amener des planètes géantes à longues périodes. Cette fréquence reste

toutefois compatible avec les fréquences mesurées à plus courtes séparations par spectroscopie Doppler et par la méthode des transits. Les sensibilités de ces relevés ne sont cependant pas assez complètes, voire inexistantes, entre 5 et 20 ua et ne permettent pas de tester l'efficacité des mécanismes de formation dans ce régime de séparations. L'exemple de  $\beta$  Pictoris b est particulier dans le sens où l'étoile est très jeune et très proche, permettant une meilleure détectabilité aux petites séparations que la moyenne. Elle se situe près de la limite de détection typique des relevés. Un pic de fréquence à des séparations similaires est attendu. La couverture complète des séparations orbitales dans les systèmes planétaires est donc une étape essentielle à franchir avec les nouveaux instruments pour tester ces hypothèses.

La sensibilité actuelle des observations limite également la possibilité de tester des corrélations entre la fréquence des planètes et leurs propriétés ou les propriétés de leurs étoiles-hôtes comme dans le cas des planètes détectées en transit et en spectroscopie Doppler.

### Imagerie différentielle

Les défis de l'imagerie à haut-contraste et à haute-résolution angulaire pour la détection et la caractérisation de planètes géantes nécessitent la combinaison d'une instrumentation dédiée, de stratégies d'observations performantes et efficaces en temps, et des outils de réduction et d'analyse de données adaptés pour la prise en compte des différents biais. Les tavelures quasi-statiques ont rapidement été identifiées comme la limitation principale pour la détection d'exoplanètes aux petits angles. Le manque de stabilité temporelle des instruments a rapidement nécessité l'utilisation (voire la combinaison) de techniques d'imagerie différentielle de référence, spectrale, polarimétrique et angulaire. Celles-ci ont été accompagnées par le développement et l'optimisation d'un grand nombre d'algorithmes de réduction repoussant toujours plus les limites en contrastes et résolutions angulaires. La technique d'imagerie différentielle angulaire a été particulièrement prolifique en matière de détections avec la découverte de la majorité des planètes géantes en deçà de 100 ua.

Dans le chapitre 6, je me suis intéressé à l'imagerie différentielle simultanée spectrale. L'absence d'études poussées sur les biais d'interprétation de cette technique dans la littérature et l'arrivée des instruments de seconde génération destinés à l'utiliser de façon routinière a motivé ce travail. J'ai ainsi pu montrer que la contrainte de positivité généralement appliquée sur la mesure du signal SDI crée une dégénérescence liée aux propriétés spectrales et à la position de l'objet recherché. Une simple correction géométrique ne peut plus être appliquée. Cette effet implique que les cartes de résidus SDI ne peuvent être directement interprétées et comparées sans introduire une hypothèse sur la physique des objets recherchés. L'exploitation complète des données SDI de IRDIS et celles étendues aux données multispectrales de SPHERE et GPI à court terme vont devoir intégrer ces analyses pour fournir des résultats non-biaisés.

## 7.2 Vers une étude complète des systèmes planétaires

Les résultats issus de cette thèse ont montré l'intérêt grandissant des techniques d'imagerie pour l'étude des parties les plus externes des architectures des systèmes planétaires et la caractérisation des propriétés physiques de systèmes singuliers, au delà typiquement

de 10 – 20 ua. Les imageurs de planètes de seconde génération GPI et SPHERE, respectivement installés aux foyers des grands télescopes du Gemini et du VLT, vont fournir un accès à des séparations plus proches (5 – 20 ua). Ils vont également permettre des observations systématiques de plusieurs centaines d'étoiles pour non seulement combler le fossé entre les techniques de détection indirectes et directes mais également offrir quelques dizaines de planètes géantes caractérisées spectralement. Ces découvertes devraient amener une avancée majeure dans notre connaissance des systèmes exoplanétaires et replacer notre système solaire dans ce contexte plus large.

En plus de nouvelles explorations de systèmes particuliers, j'aimerais orienter mon travail de recherche vers l'exploration plus complète en séparations et en masses des systèmes planétaires.

### Les disques de transition en imagerie

A très court terme, les meilleures performances de SPHERE/GPI devraient permettre de sonder les sillons et les cavités des disques de transition afin de tester la présence de planètes géantes. Le gain en haute résolution angulaire va permettre d'explorer les régions internes de ces structures ( $< 0.2''$ ) voire de les résoudre pour la première fois. Les cas de HD 142527, HD 100546, LkCa 15, IRS 458 et TW Hya sont probablement les plus pertinents de part la complexité des structures déjà connues. L'imagerie différentielle simultanée en  $H_\alpha$  avec SPHERE/ZIMPOL, comme cela a été fait avec MagAO/VISAO sur HD 142527 (Close et al. 2014), devrait permettre la détection et la caractérisation des planètes géantes en formation par les fortes émissions provoquées par l'accrétion de gaz. En fonction de ce taux d'accrétion, détecter des planètes de quelques masses de Jupiter pourrait être plus simple que l'imagerie classique dans l'infrarouge.

### Systèmes singuliers et caractérisation physique planétaire en imagerie

Dans le contexte de la caractérisation de systèmes connus, SPHERE et GPI vont permettre une étude astrométrique plus fine sur les années à venir afin de suivre les propriétés orbitales des planètes imagées. Dans le cas de HD 95086 b, le suivi permettra probablement d'exclure certaines valeurs des paramètres orbitaux (excentricité, demi-grand axe). Une orbite circulaire, vue de face, se traduirait par un mouvement de 13 mas/an et serait identifiable en quelques années. Des observations quasi-simultannées avec SPHERE/GPI permettraient également de calibrer les systématiques astrométriques, en plus de celles d'autres systèmes.

GPI et SPHERE permettront également d'obtenir de manière systématique des spectres à basse résolution des géantes gazeuses dans le but de contraindre leurs luminosités, leurs températures effectives, leurs gravités de surface voire d'identifier la présence de molécules. L'augmentation du nombre de spectres obtenus à basse résolution permettra de contraindre plus fortement les modèles d'atmosphères des objets froids sur une base statistique. Dans le cas spécifique de HD 95086 b, les premiers spectres en bandes H et Ks devraient permettre de raffiner ses propriétés physiques et atmosphériques mais également confirmer l'âge jeune du système par leur forme triangulaire et bombé respectivement. Le gain en contraste et surtout la plus grande sensibilité de SPHERE/GPI vont rendre possible le suivi spectrophotométrique des planètes géantes, spécialement celles à la transition entre les types spectraux L et T, dans le but de détecter de la variabilité. Malgré la difficulté et le temps conséquent nécessaire à ces observations, la dynamique des poussières,

la formation et la disparition des nuages pourront être étudiés pour la première fois pour ce type d'objets. Pour aller plus loin, CHEOPS et surtout JWST, prévus autour de 2017, puis les ELTs vont permettre une véritable avancée dans nos connaissances des atmosphères planétaires. La plus grande sensibilité et l'extension de la couverture spectrale de JWST ouvrent les possibilités d'obtenir des spectres à plus haute résolution pour étudier la composition chimique des atmosphères, de détecter des phénomènes météorologiques révélant les phénomènes dynamiques en jeu à travers des mesures de variabilité spectrophotométrique. Ces observations seront cruciales pour le développement des modèles d'atmosphères en trois dimensions. Enfin, l'étude des propriétés et des structures des disques de débris dans le cas des systèmes abritant à la fois un disque de débris et un système de planètes géantes comme  $\beta$  Pic, HR 8799 et HD 95086 paraît fondamentale pour comprendre les interactions entre disques et planètes.

### Etudes globales des systèmes planétaires

Un des aspects les plus importants de GPI et SPHERE est leur sensibilité en masses accrue aux petits angles. Les planètes géantes dans les parties internes des systèmes planétaires deviennent dès lors accessibles. Les observations pourraient révéler une population de planètes encore non détectée et qui pourrait exister d'après les synthèses de population basées sur le scénario d'accrétion sur coeur. En fonction des hypothèses, quelques dizaines de planètes géantes pourraient être détectées. La détection de ces planètes dans des systèmes où des géantes ont été détectées à plusieurs dizaines d'unités astronomiques pourrait supporter les scénarios de migration par résonance ou d'éjections à la suite de rencontres proches.

La compréhension de la formation planétaire et des mécanismes liés à l'évolution dynamique des systèmes doit passer par une couverture complète de l'espace des paramètres en masse et en séparation afin d'identifier tous les acteurs : géantes gazeuses, planètes telluriques, planétésimaux voire poussières, comme c'est le cas pour le système solaire. La synergie entre les différentes méthodes de détection va devenir indispensable pour arriver à cette fin.

Bien que GPI et SPHERE permettront de déterminer les distributions des planètes géantes en masses et séparations au delà de 5 ua. Il sera nécessaire de combiner ces contraintes avec celles des études en spectroscopie Doppler et avec la méthode des transits. Ces grands relevés sont essentiels afin de fournir un échantillon de cibles idéales pour les futurs instruments (JWST, ELTs).

L'augmentation de la couverture temporelle des observations en spectroscopie Doppler avec les instruments actuels et futures (CARMENES, SPIROU, ESPRESSO) permettra de repousser les limites de détection des planètes de quelques masses de Jupiter au delà de 1 – 5 ua pour les étoiles jeunes. Un recouvrement des zones de sensibilité avec l'imagerie deviendra alors possible. Une détection conjointe permettra d'obtenir simultanément, indépendamment, et sans modèle, la masse dynamique et la luminosité, ouvrant les possibilités uniques de calibration des modèles d'évolution pour les objets de masse planétaire. Ces nouveaux instruments, avec les promesses de stabilité de quelques dizaines de centimètres par seconde en vitesse radiale, rendent la détection de planètes rocheuses semblables à la Terre envisageable et celles des super-Terres plus standard dans les parties internes des systèmes. Du côté des transits, le lancement des satellites PLATO (2024) et TESS (2017) devrait engendrer la détection de centaines de planètes à courtes périodes autour d'étoiles brillantes, donc plus facilement accessibles à la spectroscopie Doppler.

A moyen terme, l'exploitation du très grand relevé GAIA (lancé en 2013, avec la mise à disposition des résultats en 2018-2020) devrait être accompagnée de la détection de plusieurs dizaines de géantes gazeuses entre 0.1 et 1 – 5 ua, comblant alors l'espace des séparations entre l'imagerie directe et la spectroscopie Doppler. A ce moment, la vision des systèmes de planètes géantes devrait être complète. Les analyses statistiques pourront être poussées pour explorer d'avantage la fréquence, les distributions et les corrélations afin de tester les différents scénarios de formation et d'évolution.

A long terme, l'ère des grands relevés, surtout en imagerie, avec les télescopes de 30 – 40 m et les télescopes spatiaux sera sans doute terminée car tous les systèmes planétaires proches du Soleil seront connus. Cependant, la perspective de détecter des planètes rocheuses autour d'étoiles plus âgées en lumière réfléchie et d'obtenir des spectres des super Terres s'ouvre avec l'E-ELT, TMT, et GMT (premières lumières prévues en 2022-2024) grâce à des instruments comme EPICS et PFI (Vérinaud et al. 2006; Macintosh et al. 2006) vers l'horizon 2030.

Ainsi, la vision globale des systèmes planétaires révélera directement leurs architectures. L'histoire évolutive de ces systèmes pourra alors être considérée dans son ensemble et permettra sûrement de remonter aux processus de formation.



# Bibliographie

- Absil, O., Milli, J., Mawet, D., et al. 2013, *A&A*, 559, L12
- Acke, B., Min, M., Dominik, C., et al. 2012, *A&A*, 540, A125
- Albrecht, S., Winn, J. N., Johnson, J. A., et al. 2012, *ApJ*, 757, 18
- Alexander, R., Pascucci, I., Andrews, S., Armitage, P., & Cieza, L. 2013, ArXiv e-prints
- Alibert, Y., Carron, F., Fortier, A., et al. 2013, *A&A*, 558, A109
- Alibert, Y., Mordasini, C., & Benz, W. 2004, *A&A*, 417, L25
- Allard, F. & Homeier, D. 2012, ArXiv e-prints
- Allard, N. F., Allard, F., Hauschildt, P. H., Kielkopf, J. F., & Machin, L. 2003, *A&A*, 411, L473
- Amara, A. & Quanz, S. P. 2012, *MNRAS*, 427, 948
- Andrews, S. M. & Williams, J. P. 2005, *ApJ*, 631, 1134
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Espaillat, C., et al. 2011, *ApJ*, 732, 42
- Antichi, J., Dohlen, K., Gratton, R. G., et al. 2009, *ApJ*, 695, 1042
- Antichi, J., Gratton, R. G., Claudi, R. U., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Apai, D., Radigan, J., Buenzli, E., et al. 2013, *ApJ*, 768, 121
- Armitage, P. J. 2011, *ARA&A*, 49, 195
- Artigau, É., Bouchard, S., Doyon, R., & Lafrenière, D. 2009, *ApJ*, 701, 1534
- Artigau, É., Donati, J.-F., & Delfosse, X. 2011, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 448, 16th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. C. Johns-Krull, M. K. Browning, & A. A. West, 771
- Astudillo-Defru, N. & Rojo, P. 2013, *A&A*, 557, A56
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., & Ménard, F. 1999, *A&A*, 350, L51
- Aumann, H. H., Beichman, C. A., Gillett, F. C., et al. 1984, *ApJ*, 278, L23
- Avenhaus, H., Quanz, S. P., Schmid, H. M., et al. 2014, *ApJ*, 781, 87



## BIBLIOGRAPHIE

---

- Backman, D. E. & Paresce, F. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. H. Levy & J. I. Lunine, 1253–1304
- Baglin, A., Auvergne, M., Boissard, L., et al. 2006, in *COSPAR Meeting*, Vol. 36, 36th COSPAR Scientific Assembly, 3749
- Bailey, V., Meshkat, T., Reiter, M., et al. 2014, *ApJ*, 780, L4
- Bakos, G. Á., Lázár, J., Papp, I., Sári, P., & Green, E. M. 2002, *PASP*, 114, 974
- Balbus, S. A. 2011, *Magnetohydrodynamics of Protostellar Disks*, ed. P. J. V. Garcia, 237–282
- Baraffe, I. & Chabrier, G. 2010, *A&A*, 521, A44
- Baraffe, I., Chabrier, G., & Barman, T. 2008, *A&A*, 482, 315
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Barge, P., Baglin, A., Auvergne, M., et al. 2008, *A&A*, 482, L17
- Barman, T. S., Macintosh, B., Konopacky, Q. M., & Marois, C. 2011, *ApJ*, 735, L39
- Baruteau, C., Crida, A., Paardekooper, S.-J., et al. 2013, ArXiv e-prints
- Baruteau, C., Meru, F., & Paardekooper, S.-J. 2011, *MNRAS*, 416, 1971
- Basri, G. & Brown, M. E. 2006, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 34, 193
- Batalha, N. M., Borucki, W. J., Bryson, S. T., et al. 2011, *ApJ*, 729, 27
- Bate, M. R. 2009, *MNRAS*, 392, 590
- Bate, M. R. 2012, *MNRAS*, 419, 3115
- Beaugé, C. & Nesvorný, D. 2012, *ApJ*, 751, 119
- Beaulieu, J.-P., Bennett, D. P., Fouqué, P., et al. 2006, *Nature*, 439, 437
- Becklin, E. E. & Zuckerman, B. 1988, *Nature*, 336, 656
- Beckwith, S. V. W. & Sargent, A. I. 1991, *ApJ*, 381, 250
- Bennett, D. P. 2011, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 43, American Astronomical Society Meeting Abstracts 217, 318.01
- Bennett, D. P., Anderson, J., Beaulieu, J. ., et al. 2007, ArXiv e-prints
- Benz, W., Ida, S., Alibert, Y., Lin, D. N. C., & Mordasini, C. 2014, ArXiv e-prints
- Berta, Z. K., Charbonneau, D., Désert, J.-M., et al. 2012, *ApJ*, 747, 35
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series

- Biller, B., Lacour, S., Juhász, A., et al. 2012, *ApJ*, 753, L38
- Biller, B. A., Close, L. M., Masciadri, E., et al. 2007, *ApJS*, 173, 143
- Biller, B. A., Crossfield, I. J. M., Mancini, L., et al. 2013, *ApJ*, 778, L10
- Birnstiel, T., Dullemond, C. P., & Pinilla, P. 2013, *A&A*, 550, L8
- Bitsch, B., Crida, A., Libert, A.-S., & Lega, E. 2013, *A&A*, 555, A124
- Boccaletti, A., Abe, L., Baudrand, J., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7015, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Boccaletti, A., Augereau, J.-C., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *A&A*, 544, A85
- Boccaletti, A., Pantin, E., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *A&A*, 560, A20
- Boley, A. C. 2009, *ApJ*, 695, L53
- Boley, A. C., Durisen, R. H., Nordlund, Å., & Lord, J. 2007, *ApJ*, 665, 1254
- Boley, A. C., Hayfield, T., Mayer, L., & Durisen, R. H. 2010, *Icarus*, 207, 509
- Boley, A. C., Helled, R., & Payne, M. J. 2011, *ApJ*, 735, 30
- Boley, A. C., Payne, M. J., Corder, S., et al. 2012, *ApJ*, 750, L21
- Bonavita, M., Chauvin, G., Desidera, S., et al. 2012, *A&A*, 537, A67
- Bond, I. A., Udalski, A., Jaroszyński, M., et al. 2004, *ApJ*, 606, L155
- Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2013, *A&A*, 549, A109
- Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., et al. 2013, ArXiv e-prints
- Bonnefoy, M., Chauvin, G., Dumas, C., et al. 2009, *A&A*, 506, 799
- Bonnefoy, M., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2014, *A&A*, 562, A127
- Bonnefoy, M., Chauvin, G., Rojo, P., et al. 2010, *A&A*, 512, A52
- Bonnefoy, M., Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., et al. 2011, *A&A*, 528, L15+
- Borgniet, S., Boisse, I., Lagrange, A.-M., et al. 2014, *A&A*, 561, A65
- Boss, A. P. 1997, *Science*, 276, 1836
- Boss, A. P. 2009, *ApJ*, 694, 107
- Boss, A. P. 2011, *ApJ*, 731, 74
- Bouchy, F., Bonomo, A. S., Santerne, A., et al. 2011, *A&A*, 533, A83
- Bowler, B. P., Liu, M. C., Shkolnik, E. L., & Dupuy, T. J. 2013, *ApJ*, 774, 55
- Bowler, B. P., Liu, M. C., Shkolnik, E. L., et al. 2012a, *ApJ*, 753, 142

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Bowler, B. P., Liu, M. C., Shkolnik, E. L., & Tamura, M. 2012b, *ApJ*, 756, 69
- Brandt, T. D., Kuzuhara, M., McElwain, M. W., et al. 2014, *ApJ*, 786, 1
- Broeg, C., Fortier, A., Ehrenreich, D., et al. 2013, in European Physical Journal Web of Conferences, Vol. 47, European Physical Journal Web of Conferences, 3005
- Buenzli, E., Apai, D., Morley, C. V., et al. 2012, *ApJ*, 760, L31
- Buenzli, E., Apai, D., Radigan, J., Reid, I. N., & Fplateau, D. 2014, *ApJ*, 782, 77
- Buenzli, E., Thalmann, C., Vigan, A., et al. 2010, *A&A*, 524, L1
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Brown, M. E., et al. 1999, *ApJ*, 522, L65
- Burgasser, A. J., Marley, M. S., Ackerman, A. S., et al. 2002, *ApJ*, 571, L151
- Burgasser, A. J., Simcoe, R. A., Bochanski, J. J., et al. 2010, *ApJ*, 725, 1405
- Burrows, A., Marley, M., Hubbard, W. B., et al. 1997, *ApJ*, 491, 856
- Burrows, A. & Volobuyev, M. 2003, *ApJ*, 583, 985
- Burrows, C. J., Stapelfeldt, K. R., Watson, A. M., et al. 1996, *ApJ*, 473, 437
- Cabrera, J., Csizmadia, S., Lehmann, H., et al. 2014, *ApJ*, 781, 18
- Cameron, A. G. W. 1962, 1, 13
- Cameron, A. G. W. 1978, *Moon and Planets*, 18, 5
- Canovas, H., Ménard, F., Hales, A., et al. 2013, *A&A*, 556, A123
- Cappetta, M., Saglia, R. P., Birkby, J. L., et al. 2012, *MNRAS*, 427, 1877
- Carmona, A., Pinte, C., Thi, W. F., et al. 2014, ArXiv e-prints
- Carson, J., Thalmann, C., Janson, M., et al. 2013a, *ApJ*, 763, L32
- Carson, J., Thalmann, C., Janson, M., et al. 2013b, *ApJ*, 763, L32
- Casassus, S., Perez M., S., Jordán, A., et al. 2012, *ApJ*, 754, L31
- Casassus, S., van der Plas, G., M., S. P., et al. 2013, *Nature*, 493, 191
- Cassan, A., Kubas, D., Beaulieu, J.-P., et al. 2012, *Nature*, 481, 167
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *ApJ*, 542, 464
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2005, ArXiv Astrophysics e-prints
- Chabrier, G., Baraffe, I., Leconte, J., Gallardo, J., & Barman, T. 2009, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1094, 15th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. E. Stempels, 102–111
- Chabrier, G., Johansen, A., Janson, M., & Rafikov, R. 2014, ArXiv e-prints

- Chabrier, G., Saumon, D., & Potekhin, A. Y. 2006, *Journal of Physics A Mathematical General*, 39, 4411
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000, *ApJ*, 529, L45
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. 2002, *ApJ*, 568, 377
- Charbonneau, D., Irwin, J., Nutzman, P., & Falco, E. E. 2008, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 40, American Astronomical Society Meeting Abstracts 212, 242
- Chatterjee, S., Ford, E. B., Matsumura, S., & Rasio, F. A. 2008, *ApJ*, 686, 580
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Beust, H., et al. 2012, *A&A*, 542, A41
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Bonavita, M., et al. 2010, *A&A*, 509, A52
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, *A&A*, 425, L29
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Zuckerman, B., et al. 2005, *A&A*, 438, L29
- Chauvin, G., Vigan, A., Bonnefoy, M., et al. 2014, ArXiv e-prints
- Chazelas, B., Pollacco, D., Queloz, D., et al. 2012, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 8444, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Chen, C. H., Pecaute, M., Mamajek, E. E., Su, K. Y. L., & Bitner, M. 2012, *ApJ*, 756, 133
- Chiang, E., Kite, E., Kalas, P., Graham, J. R., & Clampin, M. 2009, *ApJ*, 693, 734
- Christiaens, V., Casassus, S., Perez, S., van der Plas, G., & M enard, F. 2014, ArXiv e-prints
- Chun, M., Toomey, D., Wahhaj, Z., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7015, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Clampin, M., Krist, J. E., Ardila, D. R., et al. 2003, *AJ*, 126, 385
- Clarke, C. J. & Lodato, G. 2009, *MNRAS*, 398, L6
- Claudi, R. U., Turatto, M., Gratton, R. G., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Close, L. M., Follette, K. B., Males, J. R., et al. 2014, *ApJ*, 781, L30
- Close, L. M., Lenzen, R., Guirado, J. C., et al. 2005, *Nature*, 433, 286
- Cloutier, R. & Lin, M.-K. 2013, *MNRAS*, 434, 621
- Cochran, W. D., Hatzes, A. P., Butler, R. P., & Marcy, G. W. 1997, *ApJ*, 483, 457
- Conan, J.-M., Rousset, G., & Madec, P.-Y. 1995, *Journal of the Optical Society of America A*, 12, 1559

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Correia, A. C. M., Couetdic, J., Laskar, J., et al. 2010, *A&A*, 511, A21
- Crepp, J. R., Pueyo, L., Brenner, D., et al. 2011, *ApJ*, 729, 132
- Crida, A., Masset, F., & Morbidelli, A. 2009, *ApJ*, 705, L148
- Crida, A. & Morbidelli, A. 2007, *MNRAS*, 377, 1324
- Crida, A., Morbidelli, A., & Masset, F. 2006, *Icarus*, 181, 587
- Crossfield, I. J. M., Biller, B., Schlieder, J. E., et al. 2014, *Nature*, 505, 654
- Cumming, A., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2008, *PASP*, 120, 531
- Currie, T., Burrows, A., & Daemgen, S. 2014a, *ApJ*, 787, 104
- Currie, T., Daemgen, S., Debes, J., et al. 2014b, *ApJ*, 780, L30
- Currie, T., Debes, J., Rodigas, T. J., et al. 2012, *ApJ*, 760, L32
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, *VizieR Online Data Catalog*, 2246, 0
- Dahn, C. C., Harris, H. C., Vrba, F. J., et al. 2002, *AJ*, 124, 1170
- D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano, S., & Cantó, J. 1999, *ApJ*, 527, 893
- D'Angelo, G., Durisen, R. H., & Lissauer, J. J. 2011, *Giant Planet Formation*, ed. S. Seager, 319–346
- D'Angelo, G. & Marzari, F. 2012, *ApJ*, 757, 50
- D'Antona, F. & Mazzitelli, I. 1997, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 68, 807
- Davies, M. B., Adams, F. C., Armitage, P., et al. 2013, *ArXiv e-prints*
- de Zeeuw, P. T., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., & Blaauw, A. 1999, *AJ*, 117, 354
- Debes, J. H., Jang-Condell, H., Weinberger, A. J., Roberge, A., & Schneider, G. 2013, *ApJ*, 771, 45
- Decamp, W. M. & Cameron, A. G. W. 1979, *Icarus*, 38, 367
- Deeg, H. J., Moutou, C., Erikson, A., et al. 2010, *Nature*, 464, 384
- Deleuil, M., Almenara, J.-M., Santerne, A., et al. 2014, *A&A*, 564, A56
- Deleuil, M., Barge, P., Leger, A., & Schneider, J. 1997, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 119, *Planets Beyond the Solar System and the Next Generation of Space Missions*, ed. D. Soderblom, 259
- Deleuil, M., Bonomo, A. S., Ferraz-Mello, S., et al. 2012, *A&A*, 538, A145
- Deleuil, M., Deeg, H. J., Alonso, R., et al. 2008, *A&A*, 491, 889

- Delorme, P., Albert, L., Forveille, T., et al. 2010, *A&A*, 518, A39
- Delorme, P., Gagné, J., Girard, J. H., et al. 2013, *A&A*, 553, L5
- Delorme, P., Lagrange, A. M., Chauvin, G., et al. 2012, *A&A*, 539, A72
- Demory, B.-O., Seager, S., Madhusudhan, N., et al. 2011, *ApJ*, 735, L12
- Desidera, S. & Barbieri, M. 2007, *A&A*, 462, 345
- Devillard, N. 1997, *The Messenger*, 87, 19
- Dodson-Robinson, S. E. & Salyk, C. 2011, *ApJ*, 738, 131
- Dodson-Robinson, S. E., Veras, D., Ford, E. B., & Beichman, C. A. 2009, *ApJ*, 707, 79
- Dohlen, K., Langlois, M., Saisse, M., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Dominik, C., Dullemond, C. P., Waters, L. B. F. M., & Walch, S. 2003, *A&A*, 398, 607
- Dotter, A., Chaboyer, B., Jevremović, D., et al. 2008, *ApJS*, 178, 89
- Dressing, C. D. & Charbonneau, D. 2013, *ApJ*, 767, 95
- Ducourant, C., Teixeira, R., Chauvin, G., et al. 2008, *A&A*, 477, L1
- Dullemond, C. P. & Dominik, C. 2005, *A&A*, 434, 971
- Dullemond, C. P., Durisen, R. H., & Papaloizou, J. C. B. 2009, Structure and dynamics of protoplanetary disks, ed. G. Chabrier (Cambridge University Press), 350
- Dumusque, X., Pepe, F., Lovis, C., et al. 2012, *Nature*, 491, 207
- Dupuy, T. J., Liu, M. C., & Ireland, M. J. 2014, ArXiv e-prints
- Durisen, R. H., Boss, A. P., Mayer, L., et al. 2007, Protostars and Planets V, 607
- Eggenberger, A. 2010, in EAS Publications Series, Vol. 42, EAS Publications Series, ed. K. Goździewski, A. Niedzielski, & J. Schneider, 19–37
- Ehrenreich, D., Bonfils, X., Lovis, C., et al. 2014, ArXiv e-prints
- Espaillet, C., Furlan, E., D’Alessio, P., et al. 2011, *ApJ*, 728, 49
- Espaillet, C., Muzerolle, J., Najita, J., et al. 2014, ArXiv e-prints
- Faramaz, V., Beust, H., Thébault, P., et al. 2014, *A&A*, 563, A72
- Fischer, D. A. & Valenti, J. 2005, *ApJ*, 622, 1102
- Forgan, D. & Rice, K. 2013, *MNRAS*, 432, 3168
- Fortney, J. J., Marley, M. S., & Barnes, J. W. 2007, *ApJ*, 659, 1661

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Fortney, J. J., Marley, M. S., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. J. 2005, *Astronomische Nachrichten*, 326, 925
- Fortney, J. J., Marley, M. S., Saumon, D., & Lodders, K. 2008, *ApJ*, 683, 1104
- Fujiwara, H., Honda, M., Kataza, H., et al. 2006, *ApJ*, 644, L133
- Fukagawa, M., Tamura, M., Itoh, Y., et al. 2006, *ApJ*, 636, L153
- Furusawa, K., Udalski, A., Sumi, T., et al. 2013, *ApJ*, 779, 91
- Galicher, R., Marois, C., Zuckerman, B., & Macintosh, B. 2013, *ApJ*, 769, 42
- Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2005, *A&A*, 443, 337
- Gallet, F. & Bouvier, J. 2013, *A&A*, 556, A36
- Galvagni, M., Hayfield, T., Boley, A., et al. 2012, *MNRAS*, 427, 1725
- Gammie, C. F. 2001, *ApJ*, 553, 174
- Garufi, A., Quanz, S. P., Avenhaus, H., et al. 2013, *A&A*, 560, A105
- Geballe, T. R., Knapp, G. R., Leggett, S. K., et al. 2002, *ApJ*, 564, 466
- Gillon, M., Jehin, E., Magain, P., et al. 2011, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 11, *European Physical Journal Web of Conferences*, 6002
- Gould, A., Dong, S., Gaudi, B. S., et al. 2010, *ApJ*, 720, 1073
- Goździewski, K. & Migaszewski, C. 2014, *MNRAS*, 440, 3140
- Greaves, J. S., Holland, W. S., Wyatt, M. C., et al. 2005, *ApJ*, 619, L187
- Greaves, J. S., Kennedy, G. M., Thureau, N., et al. 2014, *MNRAS*, 438, L31
- Guyon, O. 2009, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1158, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. T. Usuda, M. Tamura, & M. Ishii, 285–292
- Haisch, Jr., K. E., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, *ApJ*, 553, L153
- Heap, S. R., Lindler, D. J., Lanz, T. M., et al. 2000, *ApJ*, 539, 435
- Hébrard, G., Almenara, J.-M., Santerne, A., et al. 2013, *A&A*, 554, A114
- Helled, R. & Bodenheimer, P. 2010, *Icarus*, 207, 503
- Helled, R. & Bodenheimer, P. 2011, *Icarus*, 211, 939
- Helled, R. & Schubert, G. 2009, *ApJ*, 697, 1256
- Hellier, C., Anderson, D. R., Collier Cameron, A., et al. 2009, *Nature*, 460, 1098
- Hernández, J., Hartmann, L., Megeath, T., et al. 2007, *ApJ*, 662, 1067
- Herzberg, G. 1951, *JRASC*, 45, 100

- Hinkley, S., Oppenheimer, B. R., Soummer, R., et al. 2007, *ApJ*, 654, 633
- Hori, Y. & Ikoma, M. 2011, *MNRAS*, 416, 1419
- Houk, N. & Cowley, A. P. 1975, University of Michigan Catalogue of two-dimensional spectral types for the HD stars. Volume I. Declinations 90 to 53
- Howard, A. W., Marcy, G. W., Bryson, S. T., et al. 2012, *ApJS*, 201, 15
- Howard, A. W., Marcy, G. W., Johnson, J. A., et al. 2010, *Science*, 330, 653
- Huélamo, N., Lacour, S., Tuthill, P., et al. 2011, *A&A*, 528, L7
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2004, *ApJ*, 604, 388
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2005, *ApJ*, 626, 1045
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2010, *ApJ*, 719, 810
- Ida, S., Lin, D. N. C., & Nagasawa, M. 2013, *ApJ*, 775, 42
- Itoh, Y., Hayashi, M., Tamura, M., et al. 2005, *ApJ*, 620, 984
- Janson, M., Bonavita, M., Klahr, H., & Lafrenière, D. 2012, *ApJ*, 745, 4
- Janson, M., Brandt, T. D., Moro-Martín, A., et al. 2013, *ApJ*, 773, 73
- Janson, M., Carson, J., Thalmann, C., et al. 2011, *ApJ*, 728, 85
- Jee, M. J., Blakeslee, J. P., Sirianni, M., et al. 2007, *PASP*, 119, 1403
- Johansen, A., Blum, J., Tanaka, H., et al. 2014, ArXiv e-prints
- Johansen, A. & Lacerda, P. 2010, *MNRAS*, 404, 475
- Johnson, J. A., Aller, K. M., Howard, A. W., & Crepp, J. R. 2010, *PASP*, 122, 905
- Johnson, J. A., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2007, *ApJ*, 670, 833
- Jones, H. R. A., Butler, R. P., Tinney, C. G., et al. 2006, *MNRAS*, 369, 249
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kalas, P., Graham, J. R., & Clampin, M. 2005, *Nature*, 435, 1067
- Kalas, P., Graham, J. R., Fitzgerald, M. P., & Clampin, M. 2013, *ApJ*, 775, 56
- Kanagawa, K. D. & Fujimoto, M. Y. 2013, *ApJ*, 765, 33
- Kane, S. R. & Raymond, S. N. 2014, *ApJ*, 784, 104
- Kasper, M., Apai, D., Janson, M., & Brandner, W. 2007, *A&A*, 472, 321
- Kastner, J. H., Zuckerman, B., Weintraub, D. A., & Forveille, T. 1997, *Science*, 277, 67
- Kennedy, G. M. & Kenyon, S. J. 2008, *ApJ*, 682, 1264



## BIBLIOGRAPHIE

---

- Kenworthy, M. A., Meshkat, T., Quanz, S. P., et al. 2013, *ApJ*, 764, 7
- Kenworthy, M. A., Quanz, S. P., Meyer, M. R., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7735, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Kenyon, S. J. & Bromley, B. C. 2009, *ApJ*, 690, L140
- Kipping, D. M. 2008, *MNRAS*, 389, 1383
- Kirkpatrick, J. D. 2005, *ARA&A*, 43, 195
- Kirkpatrick, J. D., Gelino, C. R., Cushing, M. C., et al. 2012, *ApJ*, 753, 156
- Kley, W., Lee, M. H., Murray, N., & Peale, S. J. 2005, *A&A*, 437, 727
- Kley, W., Peitz, J., & Bryden, G. 2004, *A&A*, 414, 735
- Koch, D., Borucki, W., Basri, G., et al. 2007, in IAU Symposium, Vol. 240, IAU Symposium, ed. W. I. Hartkopf, P. Harmanec, & E. F. Guinan, 236–243
- Koch, D., Borucki, W., Jenkins, J., et al. 2010, in COSPAR Meeting, Vol. 38, 38th COSPAR Scientific Assembly, 2513
- Koepferl, C. M., Ercolano, B., Dale, J., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 3327
- Kolmogorov, A. 1941, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 30, 301
- Konopacky, Q. M., Barman, T. S., Macintosh, B. A., & Marois, C. 2013, *Science*, 339, 1398
- Konopacky, Q. M., Ghez, A. M., Barman, T. S., et al. 2010, *ApJ*, 711, 1087
- Kouwenhoven, M. B. N., Brown, A. G. A., Zinnecker, H., Kaper, L., & Portegies Zwart, S. F. 2005, *A&A*, 430, 137
- Kratter, K. M. & Murray-Clay, R. A. 2011, *ApJ*, 740, 1
- Kratter, K. M., Murray-Clay, R. A., & Youdin, A. N. 2010, *ApJ*, 710, 1375
- Kraus, A. L. & Ireland, M. J. 2012, *ApJ*, 745, 5
- Kuhn, J. R., Potter, D., & Parise, B. 2001, *ApJ*, 553, L189
- Kuiper, G. P. 1952, *The atmospheres of the earth and planets*.
- Kumar, S. S. 1962, *Models for Stars of Very Low Mass*, Tech. rep.
- Kuzuhara, M., Tamura, M., Kudo, T., et al. 2013, *ApJ*, 774, 11
- Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2008, *ApJ*, 689, L153
- Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2010, *ApJ*, 719, 497
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *ApJ*, 660, 770

- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57
- Lagrange, A.-M., De Bondt, K., Meunier, N., et al. 2012a, *A&A*, 542, A18
- Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009a, *A&A*, 493, L21
- Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009b, *A&A*, 493, L21
- Lagrange, A.-M., Meunier, N., Chauvin, G., et al. 2012b, *A&A*
- Lagrange, A.-M., Meunier, N., Chauvin, G., et al. 2013, *A&A*, 559, A83
- Lagrange, A.-M., Milli, J., Boccaletti, A., et al. 2012c, ArXiv e-prints
- Lambrechts, M. & Johansen, A. 2012, *A&A*, 544, A32
- Langlois, M., Sandler, D. G., Ryan, P. T., & McCarthy, D. W. 1998, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 3353, Adaptive Optical System Technologies, ed. D. Bonaccini & R. K. Tyson, 189–200
- Lebreton, J., Marshall, J. P., Augereau, J. C., & Eiroa, C. 2011, in EPSC-DPS Joint Meeting 2011, 1287
- Lebreton, J., van Lieshout, R., Augereau, J.-C., et al. 2013, *A&A*, 555, A146
- Leggett, S. K., Marley, M. S., Freedman, R., et al. 2007, *ApJ*, 667, 537
- Leggett, S. K., Morley, C. V., Marley, M. S., et al. 2013, *ApJ*, 763, 130
- Lenzen, R., Close, L., Brandner, W., Biller, B., & Hartung, M. 2004, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5492, Ground-based Instrumentation for Astronomy, ed. A. F. M. Moorwood & M. Iye, 970–977
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in SPIE, Vol. 4841, 944–952
- Levison, H. F., Dones, L., Duncan, M. J., & Weissman, P. R. 1999, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 31, Bulletin of the American Astronomical Society, 1079
- Lin, D. N. C. & Papaloizou, J. 1986, *ApJ*, 309, 846
- Lin, M.-K. & Papaloizou, J. C. B. 2010, *MNRAS*, 405, 1473
- Linsky, J. L., Yang, H., France, K., et al. 2010, *ApJ*, 717, 1291
- Lissauer, J. J., Fabrycky, D. C., Ford, E. B., et al. 2011, *Nature*, 470, 53
- Lissauer, J. J., Hubickyj, O., D’Angelo, G., & Bodenheimer, P. 2009, *Icarus*, 199, 338
- Liu, M. C., Magnier, E. A., Deacon, N. R., et al. 2013, *ApJ*, 777, L20
- Lo Curto, G., Mayor, M., Benz, W., et al. 2013, *A&A*, 551, A59
- Lovis, C. & Mayor, M. 2007, *A&A*, 472, 657
- Lowrance, P. J., Schneider, G., Kirkpatrick, J. D., et al. 2000, *ApJ*, 541, 390

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Luhman, K. L. 2012, *ARA&A*, 50, 65
- Luhman, K. L. 2014, *ApJ*, 786, L18
- Luhman, K. L., Patten, B. M., Marengo, M., et al. 2007, *ApJ*, 654, 570
- Luhman, K. L., Wilson, J. C., Brandner, W., et al. 2006, *ApJ*, 649, 894
- Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS*, 168, 603
- Lyot, B. 1932, *ZAp*, 5, 73
- Macintosh, B., Poyneer, L., Sivaramakrishnan, A., & Marois, C. 2005, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5903, Astronomical Adaptive Optics Systems and Applications II, ed. R. K. Tyson & M. Lloyd-Hart, 170–177
- Macintosh, B., Troy, M., Doyon, R., et al. 2006, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 6272, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Macintosh, B. A., Graham, J. R., Palmer, D. W., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7015, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Madhusudhan, N., Knutson, H., Fortney, J., & Barman, T. 2014, ArXiv e-prints
- Madsen, S., Dravins, D., & Lindegren, L. 2002, *A&A*, 381, 446
- Maire, A.-L., Boccaletti, A., Rameau, J., et al. 2014, ArXiv e-prints
- Malfait, K., Waelkens, C., Bouwman, J., de Koter, A., & Waters, L. B. F. M. 1999, *A&A*, 345, 181
- Malmberg, D., Davies, M. B., & Hoggie, D. C. 2011, *MNRAS*, 411, 859
- Malo, L., Artigau, É., Doyon, R., et al. 2014, *ApJ*, 788, 81
- Malo, L., Doyon, R., Lafrenière, D., et al. 2013, *ApJ*, 762, 88
- Mamajek, E. E. 2009, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1158, American Institute of Physics Conference Series, ed. T. Usuda, M. Tamura, & M. Ishii, 3–10
- Mamajek, E. E., Meyer, M. R., & Liebert, J. W. 2002, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 34, American Astronomical Society Meeting Abstracts #200, 762
- Marleau, G.-D. & Cumming, A. 2014, *MNRAS*, 437, 1378
- Marley, M. S., Fortney, J. J., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. J. 2007, *ApJ*, 655, 541
- Marley, M. S., Saumon, D., Cushing, M., et al. 2012, *ApJ*, 754, 135

- Marley, M. S., Seager, S., Saumon, D., et al. 2002, *ApJ*, 568, 335
- Marois, C., Correia, C., Véran, J.-P., & Currie, T. 2014, in IAU Symposium, Vol. 299, IAU Symposium, ed. M. Booth, B. C. Matthews, & J. R. Graham, 48–49
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., & Nadeau, D. 2000, *PASP*, 112, 91
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., et al. 2005, *JRASC*, 99, 130
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006a, *ApJ*, 641, 556
- Marois, C., Lafrenière, D., Macintosh, B., & Doyon, R. 2006b, *ApJ*, 647, 612
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348
- Marois, C., Nadeau, D., Doyon, R., Racine, R., & Walker, G. A. H. 2003, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 294, Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets, ed. D. Deming & S. Seager, 103–106
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, *Nature*, 468, 1080
- Marzari, F., Baruteau, C., & Scholl, H. 2010, *A&A*, 514, L4
- Masciadri, E., Mundt, R., Henning, T., Alvarez, C., & Barrado y Navascués, D. 2005, *ApJ*, 625, 1004
- Masset, F. & Snellgrove, M. 2001, *MNRAS*, 320, L55
- Masset, F. S. 2008, in EAS Publications Series, Vol. 29, EAS Publications Series, ed. M.-J. Goupil & J.-P. Zahn, 165–244
- Masset, F. S. & Papaloizou, J. C. B. 2003, *ApJ*, 588, 494
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- Matthews, B., Kennedy, G., Sibthorpe, B., et al. 2014, *ApJ*, 780, 97
- Mawet, D., Milli, J., Wahhaj, Z., et al. 2014, ArXiv e-prints
- Mawet, D., Pueyo, L., Lawson, P., et al. 2012, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8442, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., & Surdej, J. 2005, *ApJ*, 633, 1191
- Mayama, S., Hashimoto, J., Muto, T., et al. 2012, *ApJ*, 760, L26
- Mayer, L., Quinn, T., Wadsley, J., & Stadel, J. 2002, *Science*, 298, 1756
- Mayor, M., Marmier, M., Lovis, C., et al. 2011, ArXiv e-prints
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- McCaughrean, M. J. & Stauffer, J. R. 1994, *AJ*, 108, 1382

- McCullough, P. R., Stys, J. E., Valenti, J. A., et al. 2005, *PASP*, 117, 783
- Meru, F. & Bate, M. R. 2010, *MNRAS*, 406, 2279
- Meru, F. & Bate, M. R. 2011, *MNRAS*, 411, L1
- Mesa, D., Gratton, R., Berton, A., et al. 2011, *A&A*, 529, A131
- Meshkat, T., Bailey, V., Rameau, J., et al. 2013, *ApJ*, 775, L40
- Meshkat, T., Kenworthy, M. A., Quanz, S. P., & Amara, A. 2014, *ApJ*, 780, 17
- Miguel, Y., Guilera, O. M., & Brunini, A. 2011, *MNRAS*, 417, 314
- Mizuno, H. 1980, *Progress of Theoretical Physics*, 64, 544
- Moeckel, N. & Armitage, P. J. 2012, *MNRAS*, 419, 366
- Mohanty, S., Jayawardhana, R., Huélamo, N., & Mamajek, E. 2007, *ApJ*, 657, 1064
- Moór, A., Ábrahám, P., Kóspál, Á., et al. 2013, *ApJ*, 775, L51
- Morbidelli, A. & Crida, A. 2007, *Icarus*, 191, 158
- Mordasini, C. 2013, *A&A*, 558, A113
- Mordasini, C., Alibert, Y., & Benz, W. 2009, *A&A*, 501, 1139
- Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W., Klahr, H., & Henning, T. 2012a, *A&A*, 541, A97
- Mordasini, C., Alibert, Y., Georgy, C., et al. 2012b, *A&A*, 547, A112
- Mordasini, C., Alibert, Y., Klahr, H., & Henning, T. 2012c, *A&A*, 547, A111
- Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A. M. 1997, *MNRAS*, 292, 896
- Moutou, C., Hébrard, G., & Bouchy, F. 2011, in *EPSC-DPS Joint Meeting 2011*, 596
- Mugnier, L. M., Cornia, A., Sauvage, J.-F., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7015, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Mustill, A. J. & Wyatt, M. C. 2011, *MNRAS*, 413, 554
- Muto, T., Grady, C. A., Hashimoto, J., et al. 2012, *ApJ*, 748, L22
- Nakajima, T. & Morino, J.-I. 2012, *AJ*, 143, 2
- Nakajima, T., Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., et al. 1995, *Nature*, 378, 463
- Natta, A., Testi, L., Calvet, N., et al. 2007, *Protostars and Planets V*, 767
- Naud, M.-E., Artigau, É., Malo, L., et al. 2014, *ApJ*, 787, 5
- Nayakshin, S. 2010, *MNRAS*, 408, L36

- Nelson, R. P. & Papaloizou, J. C. B. 2002, *MNRAS*, 333, L26
- Neuhäuser, R., Ginski, C., Schmidt, T. O. B., & Mugrauer, M. 2011, *MNRAS*, 416, 1430
- Nielsen, E. L. & Close, L. M. 2010, *ApJ*, 717, 878
- Nielsen, E. L., Liu, M. C., Wahhaj, Z., et al. 2013, *ApJ*, 776, 4
- Nikolov, N., Sing, D. K., Pont, F., et al. 2014, *MNRAS*, 437, 46
- Nilsson, R., Liseau, R., Brandeker, A., et al. 2010, *A&A*, 518, A40
- Noll, K. S., Geballe, T. R., Leggett, S. K., & Marley, M. S. 2000, *ApJ*, 541, L75
- Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., Matthews, K., & Nakajima, T. 1995, *Science*, 270, 1478
- Orosz, J. A., Welsh, W. F., Carter, J. A., et al. 2012, *Science*, 337, 1511
- Owen, J. E., Clarke, C. J., & Ercolano, B. 2012, *MNRAS*, 422, 1880
- Paardekooper, S.-J. 2012, *MNRAS*, 421, 3286
- Paardekooper, S.-J. & Mellema, G. 2006, *A&A*, 453, 1129
- Patience, J., King, R. R., de Rosa, R. J., & Marois, C. 2010, *A&A*, 517, A76
- Pecaut, M. J., Mamajek, E. E., & Bubar, E. J. 2012, *ApJ*, 746, 154
- Penny, M. T. & Gaudi, B. S. 2014, in *IAU Symposium*, Vol. 299, *IAU Symposium*, ed. M. Booth, B. C. Matthews, & J. R. Graham, 62–63
- Pepe, F. A., Cristiani, S., Rebolo Lopez, R., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7735, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Pepliński, A., Artymowicz, P., & Mellema, G. 2008, *MNRAS*, 387, 1063
- Perri, F. & Cameron, A. G. W. 1974, *Icarus*, 22, 416
- Perryman, M. 2011, *The Exoplanet Handbook*
- Perryman, M. A. C., de Boer, K. S., Gilmore, G., et al. 2001, *A&A*, 369, 339
- Pinilla, P., Benisty, M., & Birnstiel, T. 2012, *A&A*, 545, A81
- Piso, A.-M. A. & Youdin, A. N. 2014, *ApJ*, 786, 21
- Podsiadlowski, P. 1992, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 24, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts 24*, 969
- Pollacco, D., Skillen, I., Collier Cameron, A., et al. 2006, *Ap&SS*, 304, 253
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Pueyo, L., Crepp, J. R., Vasisht, G., et al. 2012, *ApJS*, 199, 6

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Quanz, S. P., Avenhaus, H., Buenzli, E., et al. 2013, *ApJ*, 766, L2
- Quanz, S. P., Meyer, M. R., Kenworthy, M. A., et al. 2010, *ApJ*, 722, L49
- Queloz, D., Bouchy, F., Moutou, C., et al. 2009, *A&A*, 506, 303
- Queloz, D., Mayor, M., Weber, L., et al. 2000, *A&A*, 354, 99
- Quintana, E. V., Barclay, T., Raymond, S. N., et al. 2014, *Science*, 344, 277
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, 111, 587
- Rafikov, R. R. 2004, *AJ*, 128, 1348
- Rafikov, R. R. 2005, *ApJ*, 621, L69
- Rafikov, R. R. 2007, *ApJ*, 662, 642
- Rafikov, R. R. 2009, *ApJ*, 704, 281
- Rafikov, R. R. 2011, *ApJ*, 727, 86
- Rafikov, R. R. & Silsbee, K. 2014, ArXiv e-prints
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013a, *ApJ*, 772, L15
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Delorme, P., & Lannier, J. 2014, in IAU Symposium, Vol. 299, IAU Symposium, ed. M. Booth, B. C. Matthews, & J. R. Graham, 64–65
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013b, *A&A*, 553, A60
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013c, *ApJ*, 779, L26
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *A&A*
- Rauer, H., Catala, C., Aerts, C., et al. 2013, ArXiv e-prints
- Rebolo, R., Zapatero Osorio, M. R., & Martín, E. L. 1995, *Nature*, 377, 129
- Rhee, J. H., Song, I., Zuckerman, B., & McElwain, M. 2007, *ApJ*, 660, 1556
- Rice, W. K. M., Lodato, G., & Armitage, P. J. 2005, *MNRAS*, 364, L56
- Rice, W. K. M., Lodato, G., Pringle, J. E., Armitage, P. J., & Bonnell, I. A. 2006, *MNRAS*, 372, L9
- Ricker, G. R., Latham, D. W., Vanderspek, R. K., et al. 2010, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 42, American Astronomical Society Meeting Abstracts 215, 450.06
- Rivera, E. J., Laughlin, G., Butler, R. P., et al. 2010, *ApJ*, 719, 890
- Rizzuto, A. C., Ireland, M. J., & Robertson, J. G. 2012, VizieR Online Data Catalog, 741, 63108

- Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. 2003, *A&A*, 409, 523
- Roddier, C., Roddier, F., Northcott, M. J., Graves, J. E., & Jim, K. 1996, *ApJ*, 463, 326
- Roddier, F. 1981, Progress in optics. Volume 19. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1981, p. 281-376., 19, 281
- Roddier, F. & Roddier, C. 1988, in European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, Vol. 30, European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, ed. M.-H. Ulrich, 667
- Rodigas, T., Hinz, P., & Skemer, A. 2013, in American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 221, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 419
- Rogers, L. A. & Seager, S. 2010, *ApJ*, 716, 1208
- Rogers, P. D. & Wadsley, J. 2012, *MNRAS*, 423, 1896
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *PASP*, 112, 1479
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in SPIE, Vol. 4839, 140–149
- Salpeter, E. E. 1992, *ApJ*, 393, 258
- Sauvage, J.-F., Fusco, T., Petit, C., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7736, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Sauvage, J.-F., Fusco, T., Rousset, G., & Petit, C. 2007, Journal of the Optical Society of America A, 24, 2334
- Schlieder, J. E., Bonnefoy, M., Herbst, T. M., et al. 2014, *ApJ*, 783, 27
- Schneider, A. C., Cushing, M. C., Kirkpatrick, J. D., et al. 2014, *AJ*, 147, 34
- Schneider, G., Smith, B. A., Becklin, E. E., et al. 1999, *ApJ*, 513, L127
- Seager, S., Kuchner, M., Hier-Majumder, C. A., & Militzer, B. 2007, *ApJ*, 669, 1279
- Shack, R.-B. & Platt, B.-C. 1971, Journal of the Optical Society of America A, 61, 656
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Shu, F. H., Galli, D., Lizano, S., & Cai, M. 2006, *ApJ*, 647, 382
- Shu, F. H., Johnstone, D., & Hollenbach, D. 1993, *icarus*, 106, 92
- Siess, L., Forestini, M., & Dougados, C. 1997, *A&A*, 324, 556
- Sivaramakrishnan, A. & Oppenheimer, B. R. 2006, *ApJ*, 647, 620
- Skemer, A., Apai, D., Bailey, V., et al. 2014, in IAU Symposium, Vol. 299, IAU Symposium, ed. M. Booth, B. C. Matthews, & J. R. Graham, 70–71



## BIBLIOGRAPHIE

---

- Skrutskie, M. F., Dutkevitch, D., Strom, S. E., et al. 1990, *AJ*, 99, 1187
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
- Snellen, I. A. G., de Kok, R. J., de Mooij, E. J. W., & Albrecht, S. 2010, *Nature*, 465, 1049
- Soderblom, D. R., Hillenbrand, L. A., Jeffries, R. D., Mamajek, E. E., & Naylor, T. 2013, ArXiv e-prints
- Song, I., Zuckerman, B., & Bessell, M. S. 2003, *ApJ*, 599, 342
- Song, I., Zuckerman, B., & Bessell, M. S. 2012, *AJ*, 144, 8
- Soummer, R. 2005, *ApJ*, 618, L161
- Soummer, R., Brendan Hagan, J., Pueyo, L., et al. 2011, *ApJ*, 741, 55
- Soummer, R., Pueyo, L., & Larkin, J. 2012, *ApJ*, 755, L28
- Sparks, W. B. & Ford, H. C. 2002, *ApJ*, 578, 543
- Spiegel, D. S. & Burrows, A. 2012, *ApJ*, 745, 174
- Stamatellos, D. & Whitworth, A. P. 2009, *MNRAS*, 392, 413
- Stephens, D. C., Leggett, S. K., Cushing, M. C., et al. 2009, *ApJ*, 702, 154
- Strauss, M. A., Fan, X., Gunn, J. E., et al. 1999, *ApJ*, 522, L61
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S., & Skrutskie, M. F. 1989, *AJ*, 97, 1451
- Swain, M. R., Tinetti, G., Vasisht, G., et al. 2009, *ApJ*, 704, 1616
- Tamura, M., Suto, H., Itoh, Y., et al. 2000, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4008, Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors, ed. M. Iye & A. F. Moorwood, 1153–1161
- Tennyson, J. & Yurchenko, S. N. 2012, *MNRAS*, 425, 21
- Terebey, S., Shu, F. H., & Cassen, P. 1984, *ApJ*, 286, 529
- Testi, L., Birnstiel, T., Ricci, L., et al. 2014, ArXiv e-prints
- Thalmann, C., Janson, M., Buenzli, E., et al. 2011, *ApJ*, 743, L6
- Thalmann, C., Schmid, H. M., Boccaletti, A., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Thatte, N., Abuter, R., Tecza, M., et al. 2007, *MNRAS*, 378, 1229
- Thébault, P., Marzari, F., & Augereau, J.-C. 2010, *A&A*, 524, A13
- Tinetti, G., Deroo, P., Swain, M. R., et al. 2010, *ApJ*, 712, L139

- Tingley, B., Endl, M., Gazzano, J.-C., et al. 2011, *A&A*, 528, A97
- Toomre, A. 1981, Structure and Evolution of Normal Galaxies, ed. J. A. Fall & D. Lynden-Bell, 111
- Torres, C. A. O., da Silva, L., Quast, G. R., de la Reza, R., & Jilinski, E. 2000, *AJ*, 120, 1410
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., Melo, C. H. F., & Sterzik, M. F. 2008, Young Nearby Loose Associations, ed. B. Reipurth, 757
- Torres, G., Bakos, G. Á., Kovács, G., et al. 2007, *ApJ*, 666, L121
- Tsuji, T. 2002, *ApJ*, 575, 264
- Udry, S., Mayor, M., Benz, W., et al. 2006, *A&A*, 447, 361
- van Boekel, R., Min, M., Leinert, C., et al. 2004, *Nature*, 432, 479
- van Boekel, R., Min, M., Waters, L. B. F. M., et al. 2005, *A&A*, 437, 189
- van de Kamp, P. 1977, Barnard's Star : The Search for Other Solar Systems, ed. J. C. Brandt & S. P. Maran, 160
- van de Kamp, P. 1982, *Vistas in Astronomy*, 26, 141
- van de Kamp, P. 1986, *Space Sci. Rev.*, 43, 211
- van der Marel, N., van Dishoeck, E. F., Bruderer, S., et al. 2013, *Science*, 340, 1199
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
- Vazan, A. & Helled, R. 2012, *ApJ*, 756, 90
- Venturini, J., Alibert, Y., Benz, W., & Ikoma, M. 2013, in Protostars and Planets VI Posters, 33
- Veras, D., Crepp, J. R., & Ford, E. B. 2008, in AAS/Division of Dynamical Astronomy Meeting, Vol. 39, AAS/Division of Dynamical Astronomy Meeting 39, 06.03
- Veras, D. & Mustill, A. J. 2013, *MNRAS*, 434, L11
- Verhoeff, A. P., Min, M., Pantin, E., et al. 2011, *A&A*, 528, A91
- Vérinaud, C., Hubin, N., Kasper, M., et al. 2006, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 6272, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Vidal-Madjar, A., Huitson, C. M., Bourrier, V., et al. 2013, *A&A*, 560, A54
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2003, *Nature*, 422, 143
- Vigan, A., Patience, J., Marois, C., et al. 2012, *A&A*, 544, A9
- Vorobyov, E. I. 2013, *A&A*, 552, A129

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Waelkens, C., Waters, L. B. F. M., de Graauw, M. S., et al. 1996, *A&A*, 315, L245
- Wahhaj, Z., Liu, M. C., Biller, B. A., et al. 2013a, *ApJ*, 779, 80
- Wahhaj, Z., Liu, M. C., Nielsen, E. L., et al. 2013b, *ApJ*, 773, 179
- Walsh, K. J., Morbidelli, A., Raymond, S. N., O'Brien, D. P., & Mandell, A. M. 2011, *Nature*, 475, 206
- Wang, Z., Chakrabarty, D., & Kaplan, D. L. 2006, *Nature*, 440, 772
- Whipple, F. L. 1972, in *From Plasma to Planet*, ed. A. Elvius, 211
- Wildt, R. 1932, *Veroeffentlichungen der Universitaets-Sternwarte zu Goettingen*, 2, 171
- Wisdom, J. 1980, *AJ*, 85, 1122
- Wolszczan, A. 1994, *Science*, 264, 538
- Wolszczan, A. & Frail, D. A. 1992, *Nature*, 355, 145
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, *AJ*, 140, 1868
- Wright, J. T., Marcy, G. W., Howard, A. W., et al. 2012, *ApJ*, 753, 160
- Wyatt, M. C. 2005, *A&A*, 440, 937
- Wyatt, M. C. & Dent, W. R. F. 2002, *MNRAS*, 334, 589
- Ygouf, M., Mugnier, L. M., Mouillet, D., Fusco, T., & Beuzit, J.-L. 2013, *A&A*, 551, A138
- Yi, S. K., Demarque, P., & Kim, Y.-C. 2003, in *Extragalactic Globular Cluster Systems*, ed. M. Kissler-Patig, 255
- Yurchenko, S. N. & Tennyson, J. 2014, *MNRAS*, 440, 1649
- Zhu, Z., Nelson, R. P., Dong, R., Espaillat, C., & Hartmann, L. 2012, *ApJ*, 755, 6
- Zhu, Z., Nelson, R. P., Hartmann, L., Espaillat, C., & Calvet, N. 2011, *ApJ*, 729, 47
- Zuckerman, B., Song, I., & Bessell, M. S. 2004, *ApJ*, 613, L65
- Zuckerman, B., Song, I., Bessell, M. S., & Webb, R. A. 2001, *ApJ*, 562, L87
- Zuckerman, B. & Webb, R. A. 2000, *ApJ*, 535, 959

# Annexes



## DISCOVERY OF A PROBABLE 4–5 JUPITER-MASS EXOPLANET TO HD 95086 BY DIRECT IMAGING\*

J. RAMEAU<sup>1</sup>, G. CHAUVIN<sup>1</sup>, A.-M. LAGRANGE<sup>1</sup>, A. BOCCALETTI<sup>2</sup>, S. P. QUANZ<sup>3</sup>, M. BONNEFOY<sup>4</sup>, J. H. GIRARD<sup>5</sup>, P. DELORME<sup>1</sup>,  
S. DESIDERA<sup>6</sup>, H. KLAHR<sup>4</sup>, C. MORDASINI<sup>4</sup>, C. DUMAS<sup>5</sup>, AND M. BONAVIDA<sup>6</sup>

<sup>1</sup> UJF-Grenoble 1/CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274, Grenoble F-38041, France;

julien.rameau@obs.ujf-grenoble.fr

<sup>2</sup> LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, University Pierre et Marie Curie Paris 6 and University Denis Diderot Paris 7, 5 place Jules Janssen, F-92195 Meudon, France

<sup>3</sup> Institute for Astronomy, ETH Zurich, Wolfgang-Pauli-Strasse 27, 8093 Zurich, Switzerland

<sup>4</sup> Max Planck Institute for Astronomy, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany

<sup>5</sup> European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

<sup>6</sup> INAF-Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell' Osservatorio 5, I-35122 Padova, Italy

Received 2013 May 7; accepted 2013 May 24; published 2013 July 11

### ABSTRACT

Direct imaging has only begun to inventory the population of gas giant planets on wide orbits around young stars in the solar neighborhood. Following this approach, we carried out a deep imaging survey in the near-infrared using VLT/NaCo to search for substellar companions. Here we report the discovery of a probable companion orbiting the young (10–17 Myr), dusty, early-type (A8) star HD 95086 at 56 AU in  $L'$  ( $3.8 \mu\text{m}$ ) images. This discovery is based on observations with more than a year time lapse. Our first epoch clearly revealed the source at  $\simeq 10\sigma$ , while our second epoch lacks good observing conditions, yielding a  $\simeq 3\sigma$  detection. Various tests were thus made to rule out possible artifacts. This recovery is consistent with the signal at the first epoch but requires cleaner confirmation. Nevertheless, our astrometric precision suggests that the companion is comoving with the star with a  $3\sigma$  confidence level. The planetary nature of the source is reinforced by a non-detection in the  $Ks$ -band ( $2.18 \mu\text{m}$ ) images according to its possible extremely red  $Ks-L'$  color. Conversely, background contamination is rejected with good confidence level. The luminosity yields a predicted mass of about 4–5  $M_{\text{Jup}}$  (at 10–17 Myr) using “hot-start” evolutionary models, making HD 95086 b the exoplanet with the lowest mass ever imaged around a star.

*Key words:* instrumentation: adaptive optics – planets and satellites: detection – stars: individual (HD 95086) – stars: massive

*Online-only material:* color figures

### 1. INTRODUCTION

Searching for orbiting giant planets by direct imaging is challenging due to the high planet–star contrast and the small angular separation explored. As a result, very few planetary-mass companions have been detected by direct imaging, initially at relatively large separations ( $\geq 100$  AU) around solar-type to low-mass stars (e.g., Chauvin et al. 2005; Béjar et al. 2008; Lafrenière et al. 2008; Ireland et al. 2011). They may have a relatively high mass-ratio ( $q \sim 0.2$ – $0.02$ ), suggesting a stellar-like formation origin. More recently, the discoveries of giant planets around the young and dusty early-type stars HR 8799 (Marois et al. 2008, 2010) and  $\beta$  Pictoris (Lagrange et al. 2010) at smaller physical separations ( $\leq 70$  AU) and with lower mass-ratio ( $q \sim 0.002$ ) suggested rather a formation within the circumstellar disk either by core accretion (Pollack et al. 1996) or gravitational instability (Cameron 1978). Fomalhaut b (Kalas et al. 2008) is a particular case since its photometry seems to be contaminated by reflected light from dust (Currie et al. 2012), making the precise determination of its mass more uncertain. Also, the (proto-)planet candidates around LkCa 15 (Kraus & Ireland 2012) and HD 100546 (Quanz et al. 2013) still require confirmation. Consequently, every single discovery has a tremendous impact on the understanding of the formation, the dynamical evolution, and the physics of giant planets.

Although very few directly imaged giant planets, still very massive, have been reported in the literature, so far only one (maybe HR 8799 b, e.g., Marois et al. 2010) with a mass lower

than 7  $M_{\text{Jup}}$  has been imaged around a star. Here we report the discovery of a probable 4–5  $M_{\text{Jup}}$  giant planet around HD 95086, the exoplanet with the lowest mass ever imaged around a star. If the comoving status of the companion is confirmed, this giant planet may become a benchmark not only for physical studies of young giant planets but also for formation and evolution theories of planetary systems.

### 2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

#### 2.1. The Star HD 95086

HD 95086 was identified as an early-type member of the Lower Centaurus Crux (LCC) association by de Zeeuw et al. (1999) and also by Madsen et al. (2002). The membership was established on the grounds that the star shares a similar velocity vector in the galactic framework as other LCC members. HD 95086 has a distance of  $90.4 \pm 3.4$  pc (van Leeuwen 2007), which is approximately the mean distance of the LCC association. About the age of the association, Mamajek et al. (2002), followed by Pecaut et al. (2012), derived  $17 \pm 2$  Myr (based on isochrone fitting), while Song et al. (2012) derived  $\simeq 10$  Myr (by comparison with lithium equivalent width of members of other nearby associations). Systematic differences between these two fully independent methods may be responsible for the discrepancy. Nonetheless, the full assessment of the age is beyond the scope of this Letter and adopting 10 or 17 Myr only has a limited impact in the following results.

Houk & Cowley (1975) proposed that HD 95086 has a class III luminosity and an A8 spectral type with a mass of  $\simeq 1.6 M_{\odot}$ . However, its good-quality trigonometric parallax and thus derived luminosity and effective temperature undoubtedly

\* Based on observations collected at the European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere, Chile, under program Nos. 087.C-0292, 088.C.0085, 090.C-0538, 090.C-0698, and 090.C-0728.

**Table 1**  
Observing Log of HD 95086 with VLT/NaCo

Type	Date	Cam./Filter	DIT $\times$ NDIT (s)	$N_{\text{exp}}$	$\pi$ -start/End ( $^{\circ}$ )	(Airmass) <sup>a</sup>	(FWHM) <sup>a</sup> ( $''$ )	( $\tau_0$ ) <sup>a</sup> (ms)	( $E_c$ ) <sup>a</sup> (%)
$\theta_1$ Ori C	2011 Dec 18	L27/L'	$0.2 \times 150$	6	–/–	1.11	0.78	7.4	45.9
PSF	2012 Jan 11	L27/L'+ND	$0.2 \times 80$	10	–9.32/–8.19	1.39	0.75	3.6	61.1
Deep	2012 Jan 11	L27/L'	$0.2 \times 100$	156	–7.59/16.96	1.39	0.76	3.5	58.2
$\theta_1$ Ori C	2012 Feb 10	L27/L'	$0.2 \times 195$	10	–/–	1.06	0.50	6.0	37.1
PSF	2013 Feb 14	S13/Ks	$0.2 \times 100$	4	–45.18/–44.72	1.52	1.08	1.1	54.5
Deep	2013 Feb 14	S13/Ks	$0.5 \times 100$	88	–44.14/–14.68	1.45	1.08	1.1	22.4
$\theta_1$ Ori C	2013 Mar 24	L27/L'	$0.2 \times 50$	10	–/–	1.16	1.56	5.9	52.1
Deep	2013 Mar 14	L27/L'	$0.2 \times 100$	162	3.20/28.18	1.41	1.77	1.0	37.2
PSF	2013 Mar 14	L27/L'+ND	$0.2 \times 80$	10	29.61/30.68	1.44	1.65	0.9	32.1

**Notes.** “ND” refers to the NaCo ND\_Long filter (transmission of  $\simeq 1.79\%$ ), “PSF” to point-spread function for unsaturated exposures, “Deep” to deep science observations, “DIT” to exposure time, and  $\pi$  to the parallactic angle at the start and end of observations.  $\theta_1$  Ori C was observed in a field-stabilized mode.

<sup>a</sup> The airmass, FWHM, coherence time  $\tau_0$ , and energy  $E_c$  are estimated in real time by the adaptive-optics system.

place it close to zero-age main-sequence stars of LCC and thus reject the supergiant phase.

Another interesting property of HD 95086 is that observations in the mm (Nilsson et al. 2010) and in the mid- to far-infrared (Rizzuto et al. 2012; Chen et al. 2012) revealed a large dust-to-star luminosity ratio ( $L_d/L_* = 10^{-3}$ ), indicating the presence of a thus far unresolved debris disk.

Finally, Kouwenhoven et al. (2005) observed HD 95086 with adaptive optics and identified a background star with a separation of  $4''.87$  and a position angle of  $316^{\circ}$  to the star (based on its  $K$  magnitude).

## 2.2. Observations

HD 95086 was observed with VLT/NaCo (Lenzen et al. 2003; Rousset et al. 2003) in thermal infrared and angular differential imaging (ADI; Marois et al. 2006) mode as part of our direct-imaging survey of young, dusty, early-type stars (Rameau et al. 2013). NaCo setups were the  $L'$  filter ( $\lambda_0 = 3.8 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.62 \mu\text{m}$ ) with the L27 camera in service mode for observations in 2012 January. The source was dithered within the instrument field of view ( $\simeq 14'' \times 14''$ ) in order to properly estimate and remove the background contribution. An observing sequence was made up of a first short set of unsaturated exposures to serve as calibrations for the point-spread function (PSF) and for the relative photometry and astrometry. The sequence was followed by a one-hour set of deep science observations.

In 2013, follow-up observations were performed and included two runs: one in February (back-up star, visitor mode, very bad conditions) with the  $Ks$  filter ( $\lambda_0 = 2.18 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.35 \mu\text{m}$ ) and the S13 camera (plate scale  $\simeq 13.25 \text{ mas pixel}^{-1}$ ), and one in March at  $L'$  with the L27 camera in service mode. Table 1 summarizes the observing log for each run. We recall that HD 95086 has  $V = 7.36 \pm 0.01 \text{ mag}$ ,  $Ks = 6.79 \pm 0.02 \text{ mag}$ , and  $6.70 \pm 0.04 \text{ mag}$  at  $3.4 \mu\text{m}$  from the *WISE* database.

Finally, an astrometric calibrator, the  $\theta_1$  Ori C field, was observed for each observing run.

## 2.3. Data Reduction

Data reduction (flat-fielding, bad pixel and sky removal, registration,<sup>7</sup> and image selection) was performed using the IPAG-ADI pipeline (e.g., Lagrange et al. 2010; Chauvin et al.

<sup>7</sup> The central star was not saturated in the deep science observations; this enabled us to get very good accuracy on the measurements of the star position using Moffat fittings.

2012; Rameau et al. 2013 and references therein). Stellar-halo subtraction was also done using all the ADI algorithms implemented in the pipeline: cADI, sADI (Marois et al. 2006), and LOCI (Lafrenière et al. 2007). The frames were finally derotated and mean-combined. The astrometry and photometry of any detected point source as well as their error estimates were done similarly to Chauvin et al. (2012) and Lagrange et al. (2012) by injecting fake planets using the unsaturated PSF reduced images. The noise per pixel was derived from the standard deviation calculated in a ring of 1.5 FWHM width, centered on the star, with a radius of the separation of the source and masking the point-source itself. The flux of the point source was integrated over an aperture of 1.5 FWHM in diameter. The final signal-to-noise ratio (S/N) was then calculated on the same aperture size considering the noise per pixel and the aperture size in pixels.

The  $\theta_1$  Ori C field data were reduced for detector calibrations by comparison with *Hubble Space Telescope* observations by McCaughrean & Stauffer (1994; using the same set of stars TCC0051, 034, 029, and 026 at each epoch). We found, for the 2012 and 2013 data, a true north of  $-0.37 \text{ deg} \pm 0.02 \text{ deg}$ ,  $-0.38 \text{ deg} \pm 0.03 \text{ deg}$ , and  $-0.45 \text{ deg} \pm 0.09 \text{ deg}$ , respectively, and a plate scale of  $27.11 \pm 0.06 \text{ mas}$ ,  $27.10 \pm 0.03 \text{ mas}$ , and  $27.10 \pm 0.04 \text{ mas}$ , respectively.

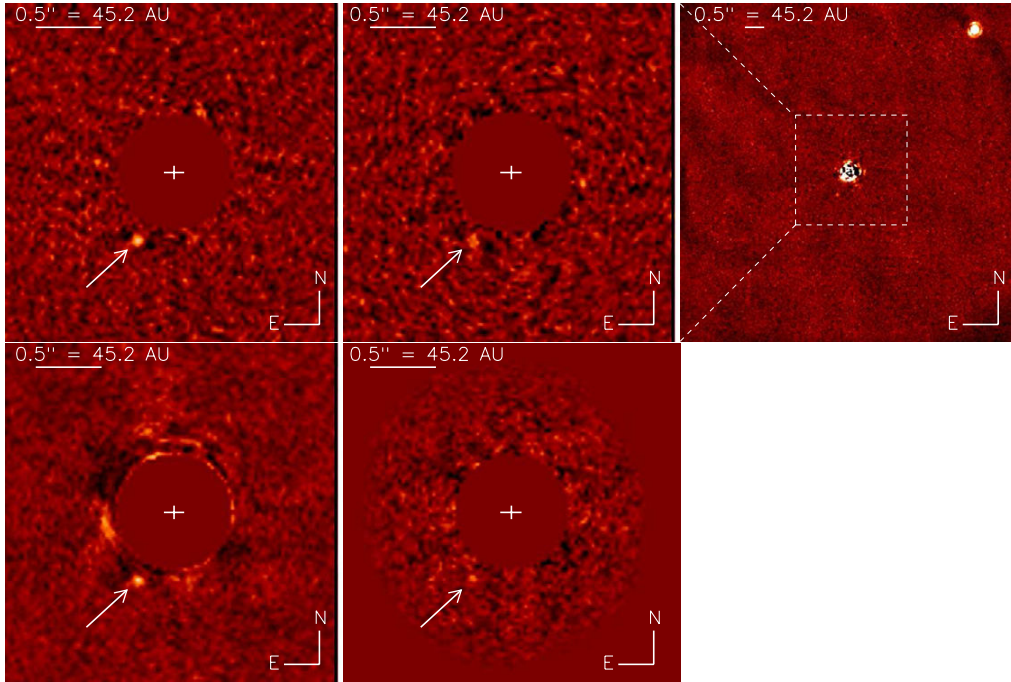
Finally, the detection performance was derived by measuring the  $5\sigma$  level noise in a sliding box of  $5 \times 5$  pixels toward the direction of the point source and corrected for flux loss. The contrast was converted to mass with the “hot-start” COND models of Baraffe et al. (2003).

Two independent pipelines (Boccaletti et al. 2012; Amara & Quanz 2012) were also used for consistency and error estimates.

## 3. A COMPANION CANDIDATE AND A BACKGROUND STAR

### 3.1. Astrometry

The data in 2012 January showed the background star detected by Kouwenhoven et al. (2005) at a projected separation of  $4''.540 \pm 0''.015$  from the central star and a position angle of  $319.03 \text{ deg} \pm 0.25 \text{ deg}$  (see Figure 1, right panel). We also detected an additional, fainter signal southeast of the star with a S/N of 9. The robustness of this detection was strengthened due to its systematic confirmation via the mean of a series of tests using three independent pipelines, all our published flavors of ADI algorithms, and an extensive parameter space exploration.



**Figure 1.** Residual maps (sADI at top and LOCI at bottom) at  $L'$  showing the companion candidate in 2012 (left) with an S/N of 9 and in 2013 (middle) with an S/N of 3. Top right: larger field of view with the visual binary at northwest in 2012. Bright residuals are remaining speckles from the Airy ring at the same separation of the companion candidate.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

The source successfully passed all tests. The top and bottom left panels of Figure 1 represent the companion candidate (CC) located at a separation of  $623.9 \pm 7.4$  mas and a position angle of  $151.8 \text{ deg} \pm 0.8 \text{ deg}$  from the central star, using the sADI algorithm (with 20 frames combined for  $N_\delta = 1$  (FWHM) at  $r = 540''$ ) and LOCI (with  $N_\delta = 0.75$  (FWHM),  $dr = 3$  (FWHM),  $g = 1$ , and  $N_A = 300$  (FWHM)), respectively.

With HD 95086 being at very low galactic latitude ( $b \simeq -8^\circ$ ), the contamination by background objects is relatively high, even at  $L'$ . A time lapse long enough with another data set was mandatory to prove the companionship of each object (see Section 4.1).

In the 2013  $L'$  data, both objects were detected at similar locations as in 2012. However, the weather conditions strongly varied over the sequence, thereby revealing the CC with a lower S/N of 3. We carried out the same tests as for the 2012 data for this data set and the CC was detected. The signal is thus consistent with the object seen in 2012, even at low S/N. The residual map with the CC southeast from the star is displayed in the top and bottom middle panels of Figure 1 using sADI with the 2012 parameters and LOCI with  $N_\delta = 0.75$  (FWHM),  $dr = 1$  (FWHM),  $g = 0.5$ , and  $N_A = 600$  (FWHM). The positions are  $626.11 \pm 12.8$  mas and  $150.7 \text{ deg} \pm 1.3 \text{ deg}$  for the separation and position angle of the CC, and  $4'505 \pm 0'016$  and  $319.42 \text{ deg} \pm 0.26 \text{ deg}$  for the background star.

At  $Ks$ , we did not detect the CC (Figure 2, bottom left panel). Conversely, the background star was revealed, as well as seven other point sources not seen at  $L'$ . This may be consistent with background objects.

### 3.2. Photometry

In the 2012  $L'$  data, we derived the star-to-CC contrast to be  $9.79 \pm 0.40$  mag ( $L' = 16.49 \pm 0.50$  mag) and  $6.2 \pm 0.2$  mag

for the background star. The error budget includes, from high-to-low significance, photometry of the CC, neutral density, PSF flux estimate, and variability. Similar results have been obtained with other algorithms and pipelines. In the 2013  $L'$  data, the weakness of the CC signal impacted to the estimation of the photometry and higher uncertainties than in 2012 data, but the  $L'$  contrast was consistent and of  $9.71 \pm 0.56$  mag. For the background star, we found  $\Delta L' = 6.1 \pm 0.2$  mag.

Finally, at  $Ks$ , we estimated  $\Delta Ks = 5.84 \pm 0.1$  mag for the background star. The non-detection of the CC directly also provided an upper limit to the  $Ks-L'$  color of 1.2 mag.

## 4. DISCUSSION

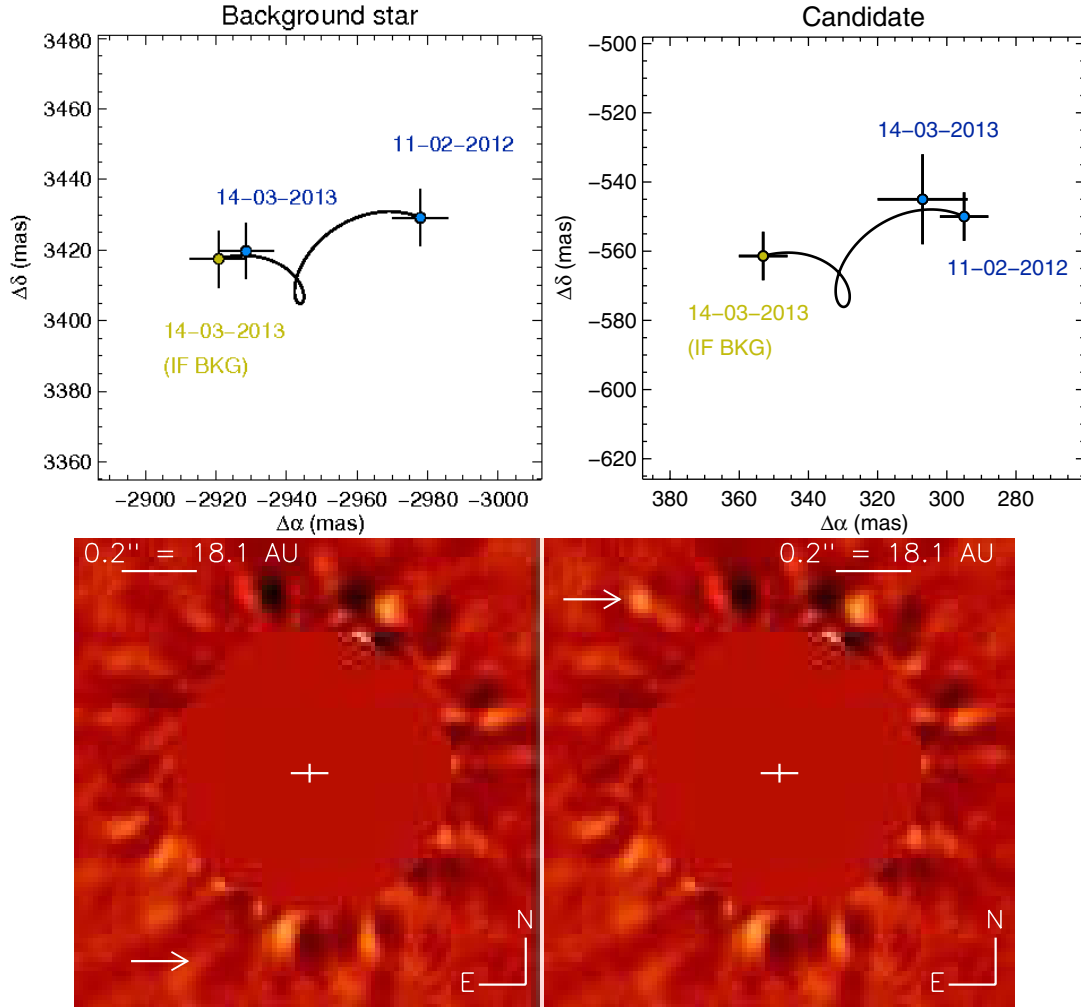
In the following, we discuss the nature of the two detected objects at HD 95086 as well as their physical properties.

### 4.1. Background Objects?

HD 95086 has a proper motion of  $[-41.41 \pm 0.42, 12.47 \pm 0.36] \text{ mas yr}^{-1}$  and a parallax of  $11.06 \pm 0.41$  mas (van Leeuwen 2007), hence translating into an amplitude of  $58.886 \pm 0.002$  mas (more than 2 NaCo/L27 pixels) between the two epochs. Figure 2 (top left) shows that the northwestern star is unambiguously of background, based on astrometric measurements rather than on photometric ones (Kouwenhoven et al. 2005). This analysis strengthened our capability to discriminate between background behavior and common proper motion with the parent star, despite the relatively low amplitude between the two epochs.

Figure 2 (top right) presents the sky relative positions for the CC. Its background nature may be excluded with a  $\chi^2$  probability of  $3 \times 10^{-3}$  ( $3\sigma$  confidence level). For further





**Figure 2.** Top right: relative separations between the central star and a candidate companion in right ascension ( $\alpha$ ) and declination ( $\delta$ ). The epoch-one astrometric point is plotted in blue (2012 January 11) and linked to the expected position of the CC, if it were a background object (gold, 2013 March 14), by a proper and parallactic motion track. The epoch-two astrometric point in 2013 is overplotted in blue. This is the case of the CC, which may be inconsistent with a background status (at the  $3\sigma$  confidence level). Top left: case of the northwestern background star. Bottom: residual maps (sADI) at  $Ks$  showing the non-detection of the CC in 2013 (left) and the recovery of an M-dwarf contaminant with  $Ks-L' \simeq 0.4$  if located at the same separation as the CC (right). Speckles and residuals at the same separation as the CC, or closer in, are due to spiders and poor PSF subtraction.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

investigations of the background hypothesis, we ran simulations with the Besançon galactic model (Robin et al. 2003) to identify the probability of contamination by stars with  $L' \simeq 17$  mag and their properties. We found that in a field of view of radius  $1''$  around HD 95086, this probability is about 0.11% and dominated by M dwarfs (peak at  $Ks = 19$  mag). Making the assumption of an M-type background star, the resulting  $Ks-L' \simeq 0.4$  color would imply  $Ks \simeq 16.9$  mag, which would easily be detected in our observations. Therefore, we injected a PSF scaled to the flux into the  $Ks$  data at the separation of the CC and reduced within the pipeline. The signal was unveiled with a S/N of 15 (see Figure 2, bottom right). As a result, the  $Ks$  data set should have exhibited the CC if it had been the reddest contaminant even though the observing conditions were bad. For these reasons, background contamination by a late-K to M dwarf seems improbable and only a very red object (planet, brown dwarf) may match the  $Ks-L'$  constraint. Finally, according to Delorme et al. (2010), the probability of

finding a fore/background field L or T dwarf around HD 95086 ( $1''$  radius) down to  $L' \leq 17$  mag is about  $10^{-5}$ .

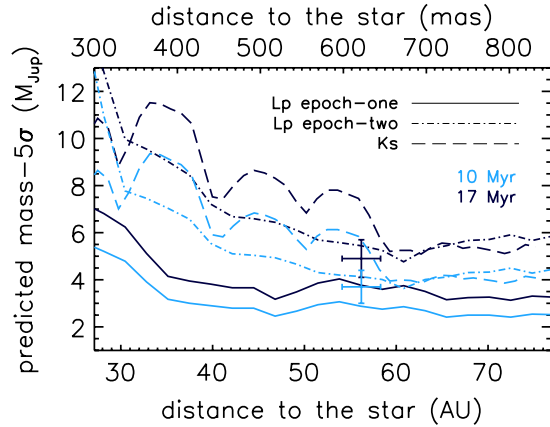
From both astrometry and photometry points of view, we conclude that a contamination appears very unlikely.

#### 4.2. Physical Properties of the Candidate Companion and Additional Planets

In the following, we assume that the CC is a bound companion hereafter named HD 95086 b.

First, the measured separation of  $623.9 \pm 7.4$  mas of HD 95086 b (from the 2012 data with the highest S/N) translates into a projected distance of  $56.4 \pm 0.7$  AU.

Given the observed contrast ( $\Delta L' = 9.79 \pm 0.40$  mag), distance ( $90.4 \pm 3.4$  pc), and HD 95086 magnitude ( $6.70 \pm 0.09$ ), we derived  $M_{L'} = 11.71 \pm 0.53$  mag for HD 95086 b. This translates, according to the COND evolutionary model (Baraffe et al. 2003), into a mass of  $5 \pm 1 M_{\text{Jup}}$  at  $17 \pm 2$  Myr and



**Figure 3.**  $5\sigma$  detection limits with sADI, toward the direction of the CC in mass vs. separation for each epoch in  $L'$  (solid, 2012, and dash-dotted, 2013, lines) and  $K_s$  (dashed line). Limits have been derived for an age of 17 Myr (light color) and 10 Myr (dark color) from COND models. The CC properties have been overplotted at each age. Note that for the second epoch in  $L'$ , it is detectable at a S/N of 3 only, thus below the limit here. We also see from the  $K_s$  performance that the CC is indeed not detectable.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

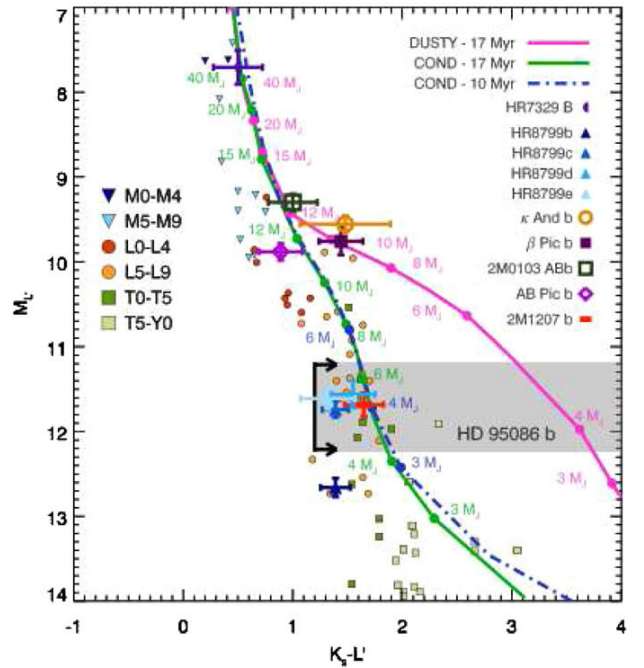
$4 \pm 1 M_{\text{Jup}}$  at 10 Myr. We checked that, given such a mass, HD 95086 b cannot be detected at  $K_s$ . Figure 3 displays  $L'$   $5\sigma$ -detection performances toward the direction of HD 95086 b. Our sensitivity ruled out any additional companion as light as  $4 M_{\text{Jup}}$  from 48 AU and 1200 AU. The presence of any planet more massive than  $8 M_{\text{Jup}}$  and  $12 M_{\text{Jup}}$  can be excluded beyond 38 AU and 34 AU, respectively, in projected separation. Moreover, we attempted a comparison of the  $L'$ -band magnitude of HD 95086 b to “warm-start” evolutionary models’ predictions (Spiegel & Burrows 2012) with different initial conditions (see Figure 11 of Bonnefoy et al. 2013). We found a mass greater than  $3 M_{\text{Jup}}$  using the youngest age estimate of the system and three-times solar metallicity hybrid cloud models. The lack of prediction for  $M \geq 15 M_{\text{Jup}}$  prevented us from giving an upper limit of the mass.

Lastly, Figure 4 compares the HD 95086 b magnitude and color upper limit with those of other companions, field dwarfs, and tracks from COND and DUSTY evolutionary models (Baraffe et al. 2003; Chabrier et al. 2000). HD 95086 b, HR 8799 cde, and 2M 1207 b appear to be similar in the sense that they all lie at the L–T transition and are less luminous than all other companions except HR 8799 b. The  $K_s$ – $L'$  limit suggests that HD 95086 b is at least as cool as HR 8799 cde and 2M 1207 b (Chauvin et al. 2004). Moreover, with a predicted temperature estimate of  $1000 \pm 200$  K and  $\log g$  of  $3.85 \pm 0.5$  derived from the  $L'$  magnitude, HD 95086 b would enable us to further explore the impact of reduced surface gravity on the strength of methane bands in the near-infrared.

#### 4.3. Concluding Remarks

We reported the probable discovery of the exoplanet HD 95086 b, which may be the planet with the lowest mass ever imaged around a star.

In a nutshell, our  $L'$  observations revealed the probable planet in 2012 with a S/N of 10 and the likely re-detection of it in 2013 at a S/N of 3. It is separated from its host star by  $56.4 \pm 0.7$  AU in projection, has  $L' = 16.49 \pm 0.50$  mag, and an upper limit for the  $K_s$ – $L'$  color of 1.2 mag from the non-detection at  $K_s$ . These  $K_s$  observations also allowed us to reject the background



**Figure 4.**  $M_{L'}$  vs.  $K_s$ – $L'$  magnitude–color diagram. The location of HD 95086 b with the upper limit at  $K_s$  is shown with the shaded region with respect to field M (triangles), L (circles), and T (squares) dwarfs (Leggett et al. 2013). The colors of young substellar companions are overlaid as well as COND and DUSTY evolutionary tracks at 10 Myr (dash-dotted line) and 17 Myr (solid lines).

(A color version of this figure is available in the online journal.)

hypothesis by the most probable contaminants that would have been detected. In addition, we emphasized the comoving status of the planet with a  $3\sigma$  confidence level based on our astrometric measurements in 2012 and 2013. Another data set such as the one in 2012 with  $S/N \geq 5$  would significantly improve the astrometric precision and thus ascertain the bound status. Finally, we derived a mass of  $4 \pm 1$  to  $5 \pm 1 M_{\text{Jup}}$  for HD 95086 b using the COND models and an age of  $\approx 10$  or  $17 \pm 2$  Myr for the system.

HD 95086, having a large infrared excess, and its probable planet, likely having  $q \approx 0.002$ , lend support to the assumption that HD 95086 b formed within the circumstellar disk like  $\beta$  Pic b or HR 8799 bcde. Regarding the separation, HD 95086 b has a projected physical separation about 56 AU, which is very similar to the brown dwarf  $\kappa$  And b (Carson et al. 2013) which is smaller than that of HR 8799 b but larger than those of c and d, and much larger than  $\beta$  Pictoris and HR 8799 e. Therefore, this giant planet may also be challenging for the classical formation mechanisms, specifically for core accretion. The timescale to reach the critical core mass of  $10 M_{\oplus}$  for gas accretion is far longer than the gas dispersal one (from  $10^6$  to  $10^7$  Myr) and thus inhibits the in situ formation of a giant planet beyond very few tens of AU (Rafikov 2011). Particular circumstances for core accretion (Kenyon & Bromley 2009) or an alternative scenario such as pebble accretion (Lambrechts & Johansen 2012) may occur instead. Another possible mechanism is gravitational instability. At 56 AU, the fragmentation of the protostellar disk of HD 95086 ( $1.6 M_{\odot}$ ) can occur (Dodson-Robinson et al. 2009), but such a low mass planet might not be formed through direct collapse. It may result from subsequent clump fragmentation or from gravitational instability with peculiar disk properties (Kratter et al. 2010). Finally, there is also the

possibility that HD 95086 b was formed closer to the star by core accretion and migrated outward due to interactions with the disk or planet–planet scattering (Crida et al. 2009) to its current position. Orbital monitoring showing eccentricity would likely ascertain the presence of an unseen close-in, higher mass planet.

Future observations with NaCo and next planet imagers will be important for providing new photometric points at predicted  $H \simeq 18.9$  mag and  $K \simeq 18.5$  mag to further explore its atmosphere properties and to search for additional close-in planets.

This research has made use of the SIMBAD database operated at CDS, Strasbourg, France, and of the NASA/IPAC Infrared Science Archive, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration. J.R., G.C., A.-M.L., and P.D. also acknowledge financial support from the French National Research Agency (ANR) through project grant ANR10-BLANC0504-01. S.D. acknowledges partial support from PRIN INAF 2010 planetary systems at young ages.

*Facility:* VLT:Yepun (NaCo)

#### REFERENCES

- Amara, A., & Quanz, S. P. 2012, *MNRAS*, **427**, 948  
 Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, **402**, 701  
 Béjar, V. J. S., Zapatero Osorio, M. R., Pérez-Garrido, A., et al. 2008, *ApJL*, **673**, L185  
 Boccaletti, A., Augereau, J.-C., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *A&A*, **544**, A85  
 Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *A&A*, in press (arXiv:1302.1160)  
 Cameron, A. G. W. 1978, *M&P*, **18**, 5  
 Carson, J., Thalmann, C., Janson, M., et al. 2013, *ApJL*, **763**, L32  
 Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *ApJ*, **542**, 464  
 Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Beust, H., et al. 2012, *A&A*, **542**, A41  
 Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, *A&A*, **425**, L29  
 Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Zuckerman, B., et al. 2005, *A&A*, **438**, L29  
 Chen, C. H., Pécaut, M., Mamajek, E. E., Su, K. Y. L., & Bitner, M. 2012, *ApJ*, **756**, 133  
 Crida, A., Masset, F., & Morbidelli, A. 2009, *ApJL*, **705**, L148  
 Currie, T., Debes, J., Rodigas, T. J., et al. 2012, *ApJL*, **760**, L32  
 Delorme, P., Albert, L., Forveille, T., et al. 2010, *A&A*, **518**, A39  
 de Zeeuw, P. T., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., & Blaauw, A. 1999, *AJ*, **117**, 354  
 Dodson-Robinson, S. E., Veras, D., Ford, E. B., & Beichman, C. A. 2009, *ApJ*, **707**, 79  
 Houk, N., & Cowley, A. P. 1975, University of Michigan Catalogue of Two-dimensional Spectral Types for the HD Stars, Vol. I (Ann Arbor, MI: Department of Astronomy, Univ. Michigan)  
 Ireland, M. J., Kraus, A., Martinache, F., Law, N., & Hillenbrand, L. A. 2011, *ApJ*, **726**, 113  
 Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Sci*, **322**, 1345  
 Kenyon, S. J., & Bromley, B. C. 2009, *ApJL*, **690**, L140  
 Kouwenhoven, M. B. N., Brown, A. G. A., Zinnecker, H., Kaper, L., & Portegies Zwart, S. F. 2005, *A&A*, **430**, 137  
 Kratter, K. M., Murray-Clay, R. A., & Youdin, A. N. 2010, *ApJ*, **710**, 1375  
 Kraus, A. L., & Ireland, M. J. 2012, *ApJ*, **745**, 5  
 Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2008, *ApJL*, **689**, L153  
 Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *ApJ*, **660**, 770  
 Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., Milli, J., et al. 2012, *A&A*, **542**, A40  
 Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Sci*, **329**, 57  
 Lambrechts, M., & Johansen, A. 2012, *A&A*, **544**, A32  
 Leggett, S. K., Morley, C. V., Marley, M. S., et al. 2013, *ApJ*, **763**, 130  
 Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, *Proc. SPIE*, **4841**, 944  
 Madsen, S., Dravins, D., & Lindegren, L. 2002, *A&A*, **381**, 446  
 Mamajek, E. E., Meyer, M. R., & Liebert, J. W. 2002, *BAAS*, **34**, 762  
 Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, **641**, 556  
 Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Sci*, **322**, 1348  
 Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, *Natur*, **468**, 1080  
 McCaughrean, M. J., & Stauffer, J. R. 1994, *AJ*, **108**, 1382  
 Nilsson, R., Liseau, R., Brandeker, A., et al. 2010, *A&A*, **518**, A40  
 Pécaut, M. J., Mamajek, E. E., & Bubar, E. J. 2012, *ApJ*, **746**, 154  
 Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icar*, **124**, 62  
 Quanz, S. P., Amara, A., Meyer, M. R., et al. 2013, *ApJL*, **766**, L1  
 Rafikov, R. R. 2011, *ApJ*, **727**, 86  
 Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *A&A*, **553**, A60  
 Rizzuto, A. C., Ireland, M. J., & Zucker, D. B. 2012, *MNRAS*, **421**, L97  
 Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. 2003, *A&A*, **409**, 523  
 Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, *Proc. SPIE*, **4839**, 140  
 Song, I., Zuckerman, B., & Bessell, M. S. 2012, *AJ*, **144**, 8  
 Spiegel, D. S., & Burrows, A. 2012, *ApJ*, **745**, 174  
 van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, **474**, 653

## FURTHER EVIDENCE OF THE PLANETARY NATURE OF HD 95086 b FROM GEMINI/NICI *H*-BAND DATA

T. MESHKAT<sup>1</sup>, V. BAILEY<sup>2</sup>, J. RAMEAU<sup>3</sup>, M. BONNEFOY<sup>4</sup>, A. BOCCALETTI<sup>5</sup>, E. E. MAMAJEK<sup>6</sup>, M. KENWORTHY<sup>1</sup>,  
G. CHAUVIN<sup>3</sup>, A.-M. LAGRANGE<sup>3</sup>, K. Y. L. SU<sup>2</sup>, AND T. CURRIE<sup>7</sup>

<sup>1</sup> Sterrewacht Leiden, P.O. Box 9513, Niels Bohrweg 2, 2300 RA Leiden, The Netherlands

<sup>2</sup> Steward Observatory, Department of Astronomy, University of Arizona, 933 North Cherry Avenue, Tucson, AZ 85721-0065, USA

<sup>3</sup> UJF-Grenoble 1/CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274, Grenoble, F-38041, France

<sup>4</sup> Max Planck Institute für Astronomy, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany

<sup>5</sup> LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, University Pierre et Marie Curie Paris 6 and University Denis Diderot Paris 7, 5 place Jules Janssen, F-92195 Meudon, France

<sup>6</sup> Department of Physics and Astronomy, University of Rochester, Rochester, NY 14627-0171, USA

<sup>7</sup> Department of Astronomy and Astrophysics, University of Toronto, 50 St. George St., Toronto, Ontario, M5S 1A1, Canada

Received 2013 July 10; accepted 2013 August 16; published 2013 September 18

### ABSTRACT

We present our analysis of the Gemini/NICI *H*-band data of HD 95086, following the discovery of the planet HD 95086 b in *L'*. The *H*-band data reach a contrast of 12.7 mag relative to the host star at  $5\sigma$  levels in the location of HD 95086 b, and no point source is found. Our non-detection and  $H - L'$  color limit rules out the possibility that the object is a foreground L/T dwarf and that, if it is bound to HD 95086, it is a genuine planetary mass object. We estimate a new pre-main-sequence isochronal age for HD 95086 of  $17 \pm 4$  Myr, which is commensurate with previous mean age estimates for the Lower Cen-Crux subgroup. Adopting an age of 17 Myr, the color limit is inconsistent with the COND model, marginally consistent with the BT-SETTL model, and consistent with the DUSTY model.

*Key words:* planets and satellites: detection – stars: individual (HD 95086)

*Online-only material:* color figure

### 1. INTRODUCTION

Rameau et al. (2013) reported the probable detection of a 4 to 5 Jupiter mass companion to HD 95086 lying at a projected separation of 56 AU. The host is a young ( $17 \pm 4$  Myr; see Section 4.1) A8 type star. The large infrared excess (Chen et al. 2012) suggests that the star is harboring a debris disk, as yet unresolved.

The discovery at the *L'* band ( $3.8 \mu\text{m}$ ), using the angular differential imaging technique (ADI; Marois et al. 2006), was a  $9\sigma$  detection in the first epoch. The second epoch suffered from poor observing conditions, resulting in a  $3\sigma$  re-detection of the planet. The astrometric precision allowed for the rejection of a background object with nearly  $3\sigma$  probability. Rameau et al. (2013) also carried out *Ks* ( $2.18 \mu\text{m}$ ) observations that also suffered from bad observing conditions. This resulted in low *Ks* sensitivity and a non-detection. These observations were used to conclude that the detection at *L'* was likely inconsistent with a background star. Such a non-detection rejected the background hypothesis and suggested a red object with  $Ks - L' > 1.2$  mag.

With a predicted temperature of  $T_{\text{eff}} \simeq 1000$  K (compared to the 1600–1700 K of  $\beta$  Pic b, and 800–1100 K for HR8799 bcde; Bonnefoy et al. 2013; Currie et al. 2011; Skemer et al. 2012), a giant planet will have an atmosphere close to the L-T spectral transition, where the effect of reduced surface gravity (characteristic of young and low-mass companions) is expected to dramatically affect the balance between dust formation and settling in the atmosphere (Stephens et al. 2009). If the companion is real, it would be a benchmark for spectroscopic studies of low-mass giant planets since it would be one of the lightest directly imaged planets,<sup>8</sup> and key to testing predictions

<sup>8</sup> HR8799 b (Marois et al. 2008) might be as light as HD 95086 b but its low mass estimate was derived from dynamical instability rather than from atmospheric models which give higher mass, and Fomalhaut b might be a dwarf planet and only the reflecting dust is detected (Kalas et al. 2008; Currie et al. 2012).

about dust settling in low-gravity atmospheres. The methane bands seen in mature brown-dwarfs at a similar temperature as HD 95086 b might also be reduced (or lacking) due to the effect of reduced surface gravity, which in turn triggers non-equilibrium chemistry of CO/CH<sub>4</sub> (Hubeny & Burrows 2007).

Low-resolution spectroscopy is highly challenging with the present instrumentation given the contrast and faintness of HD 95086 b (Vigan et al. 2012). Broad band photometry is currently the only way to derive the color of the companion and constrain its atmospheric properties. We examine our *H*-band NICI data<sup>9</sup> taken in 2012, the same epoch as the *L'* discovery image. We do not detect the companion in our *H*-band data, allowing us to derive a lower limit to the  $H - L'$  color and reject a foreground contamination hypothesis.

In Sections 2 and 3, we describe our observations and our derived upper *H*-band limit. In Section 4, we discuss the age as determined by isochrone fitting and we show that the very red color rejects the foreground contamination hypothesis.

### 2. OBSERVATIONS

#### 2.1. Data

Observations of HD 95086 were taken on UT 2012 March 19, 26, and 30 using the NICI camera (Toomey & Ftaclas 2003) on Gemini South in the *H*-filter ( $\lambda = 1.65 \mu\text{m}$  and  $\Delta\lambda = 0.29 \mu\text{m}$ ) as part of a survey looking for gas giant planets around young stars with IR excesses (PI: V. Bailey). The camera was configured with the broad *H* band filter and the  $0''.32$  coronagraphic mask. The integration times for individual science frames are 55.0 s (5 coadded readouts of 11.0 s each). The details of the observing log for these data is listed in Table 1. Five percent of the frames are rejected per night due to poor alignment of the central star under the mask. The instrument was configured in telescope

<sup>9</sup> Taken as part of a survey of young stars with debris disks (PI: V. Bailey).



**Table 1**  
Observing Log for NICI *H*-band 2012 Data

Date (UT)	2012 Mar 19	2012 Mar 26	2012 Mar 30
Total integration time (s)	2695	3520	3520
Frames observed	49	64	64
Frames rejected	5	4	4
On-sky rotation ( $^{\circ}$ )	18.24	25.13	25.19
Parallactic angle ( $^{\circ}$ )	18.89/37.13	342.14/07.27	347.71/12.90
DIM seeing ( $''$ )	0.6	0.6	0.6

pupil tracking mode to keep the point spread function (PSF) structure from the telescope optics fixed with respect to the orientation of the detector. As a consequence, the position angle (P.A.) of the sky on the detector underwent rotation of  $19^{\circ}$ ,  $25^{\circ}$ , and  $25^{\circ}$  on each of the nights, respectively.

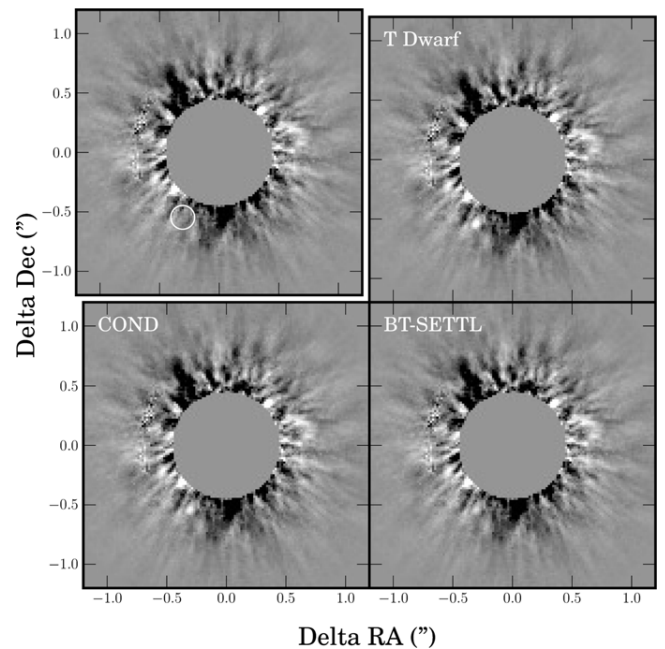
## 2.2. NICI Data Reduction

Calibration data consists of dark frames with the same integration time and flats from the nights of March 19 and 26. The flat field images were dark-subtracted, and all individual flat field images were normalized by their median and combined together with a clipped mean to form a final normalized flat field image.

The dark frames were subtracted from the science frames and then the dark-subtracted science frames were divided by the normalized flat field frame. A bad pixel mask was constructed from pixels in the flat field frame that were greater than 1.2 or less than 0.8 in value. These bad pixels were interpolated over using adjacent good values in the science frames. Hot, cold, and flaky pixels were found and interpolated over in individual science frames by their values being more than 1000 counts different from the median of a  $3 \times 3$  box centered on that pixel. Finally, the NICI distortion correction was applied to the images in order to perform astrometry on the additional background sources in the field of view.

## 2.3. Photometric Calibration

Due to the radial transmission function of the apodizer (Wahhaj et al. 2011) and the level of adaptive optics correction on the central star, photometric calibration was performed using a background star visible  $4''.5$  away from the primary star in the images. It was first detected by Kouwenhoven et al. (2005) and confirmed as a background object by Rameau et al. (2013). This background star was used as a photometric reference to determine the flux calibration and sensitivity in our *H*-band data. The NICI coronagraphic transmission curve is not yet published, thus to determine the near-infrared photometry of the background star, we utilize archival photometry from *Hubble Space Telescope* (*HST*) NICMOS data taken in 2007 (program 11157, PI: Joseph Rhee). The calibrated mosaic files provided by the *HST* archive are background-subtracted and normalized by exposure time. Two images, one per roll angle, are taken in each F110W and F160W; each of the four images has a total exposure time of 895 s. We roll-subtracted each pair of images, and used the aperture diameter and corresponding aperture correction recommended by the NICMOS data reduction handbook for NIC2. We derived the magnitudes in F110W and F160W of  $13.63 \pm 0.05$  and  $12.81 \pm 0.05$  for the background star. We used the transformations of Stephens et al. (2000) to derive *J* and *H* magnitudes of  $13.25 \pm 0.10$  and  $12.81 \pm 0.10$ , respectively.



**Figure 1.** Upper left: the combined NICI *H*-band image reduced with PCA with a white circle at the expected location of the companion. The three other images have a fake companion injected into the raw data at the location of the expected planet. The contrast of the artificial companions are 11.6 mag for the T dwarf, 12.0 mag for the COND model, and 12.5 mag for the BT-SETTL model.

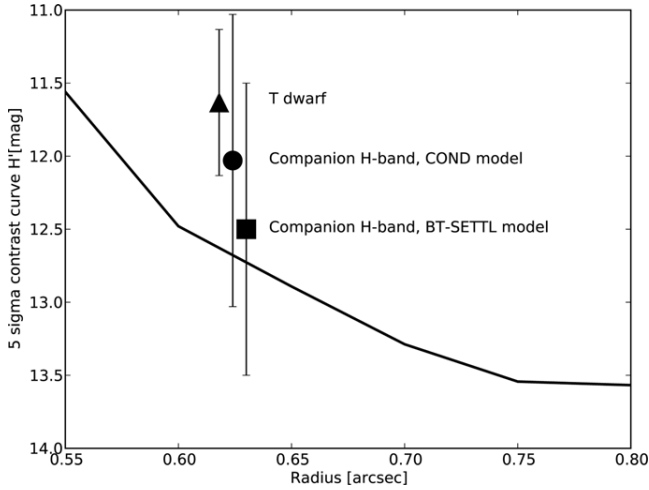
## 3. IMAGE PROCESSING

The data were centroided in a smaller frame which ensured the background visual binary star is clearly visible at an angular separation of  $4''.5$  and a P.A. of  $330^{\circ}$ . The unsaturated visual binary star is crucial for photometry, as the host star was blocked by the coronagraph, and the transmission of the light from the star is not well constrained. Kouwenhoven et al. (2005) estimated this star to have a *K<sub>s</sub>* magnitude of 12.67 mag. Rameau et al. (2013) found the background star to have a *K<sub>s</sub> - L'* color of  $-0.3 \pm 0.2$  mag. Using our NICMOS-derived *H*-band magnitude of the background star, we estimate a *H - K<sub>s</sub>* color of  $0.14 \pm 0.10$  mag for the background star.

To understand the impact of imaging processing on the detectability of faint sources, we processed the data with artificially added planets with three independent pipelines: one by Meshkat et al. (2013) based on principal component analysis (PCA) (Amara & Quanz 2012), one by Boccaletti et al. (2013) using locally optimized combination of images (LOCI) (Lafrenière et al. 2007), and one by Chauvin et al. (2012) using ADI. The three pipelines agree with each other, and here we only show the results using PCA.

The PCA pipeline was run separately for the data from each night, with an inner radius of  $0''.50$  corresponding to the edge of the coronagraphic mask. For each dataset, five principal components were used to create a model of the stellar coronagraphic image. This optimal number of principal components was determined by injecting artificial components at the same angular separation with a different P.A. from the expected planet. The final de-rotated datacubes from each night are averaged for a final image.

Figure 1 shows the PCA reduced image in the upper left corner. No point sources are seen at the expected position (see the white circle in Figure 1). The other images are with an artificial planet injected with the contrast and angular separation



**Figure 2.** Contrast curve for  $H$ -band NICI data on HD 95086 generated by injecting artificial planets in the three nights of data. The circle, square, and triangle indicate the expected  $H$ -band contrast for a 17 Myr COND model planet, BT-SETTL model planet, and T dwarf, respectively. The square and triangle are slightly offset from the expected angular separation ( $0''.624$ ) for clarity.

( $0''.624$ ) of the expected companion if it were a T dwarf (11.6 mag), COND model planet (12.0 mag), and BT-SETTL model planet (12.5 mag) (for details see Section 4.2).

We injected artificial sources in all three nights of data combined to determine the  $5\sigma$  detection limit. The background star was used to generate the artificial planets by rescaling the flux to between 10 and 14 mag fainter than the primary star, from  $0''.55$  to  $0''.8$  in  $0''.05$  increments.

The signal-to-noise (S/N) of the resulting fake planet is determined by the following equation:

$$(S/N)_{\text{planet}} = \frac{F_{\text{planet}}}{\sigma(r)\sqrt{\pi r_{\text{ap}}^2}}$$

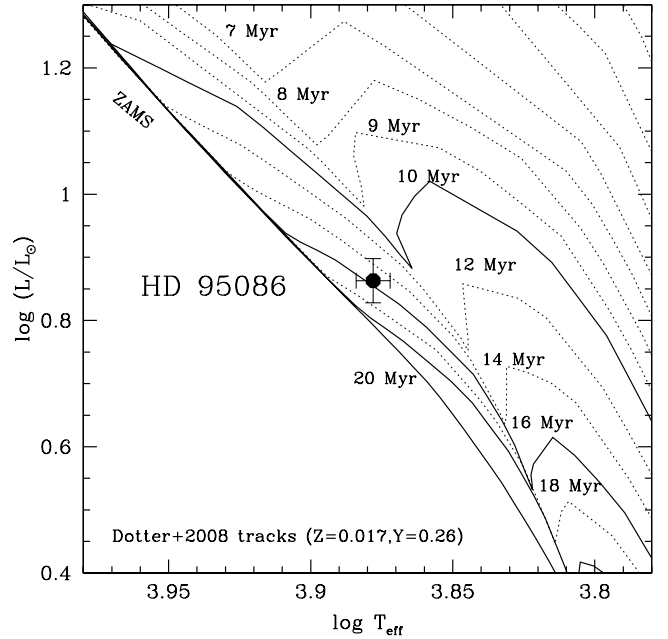
where  $F_{\text{planet}}$  is the sum of the flux in an aperture with a radius,  $r_{\text{ap}}$ , of 2 pixels,  $\sigma$  is the root mean square of the pixels in a  $340^\circ$  arc at the same radius around the star (excluding the planet itself), and  $r$  is the width of the arc (2 pixels). We can then construct the distribution of S/N at various source magnitudes, and determine the  $5\sigma$  detection limit by interpolation at a given radius from the star. The  $5\sigma$  contrast curve is shown in Figure 2.

To make sure the source brightness is not affected by the NICI coronagraph, we extrapolated the transmission measured in the  $\text{CH}_4$  filter (Boccaletti et al. 2013), assuming a linear relation with wavelength, and concluded that it should have nearly 100% transmission at greater than  $0''.6$ . Since the planet is detected at a separation of  $0''.624$ , this is within the 100% transmission regime.

## 4. ANALYSIS

### 4.1. Stellar Parameters and Age

HD 95086 was kinematically selected as a member of Lower Cen-Crux (LCC) based on its *Hipparcos* astrometry by de Zeeuw et al. (1999), and it has been included in several later studies as a member (e.g., Rizzuto et al. 2012; Chen et al. 2012). The mean age of the LCC subgroup defined by the  $>1 M_\odot$  stars is  $\sim 16$ – $17$  Myr, however, the inferred age spread of the group ( $\sim 10$  Myr) hints that adoption of the mean subgroup



**Figure 3.** H-R diagram for HD 95086 with Dartmouth isochrones overlaid.

age for a given star may be problematic (Mamajek et al. 2002; Preibisch & Mamajek 2008; Pecaut et al. 2012). The revised *Hipparcos* astrometry for the star from van Leeuwen (2007) differs negligibly from the original value, and indeed Rizzuto et al. (2012) again included HD 95086 in a recent analysis, so we regard the kinematic membership as secure.

The *Hipparcos* catalog quotes photometry of  $V = 7.36$  and  $B - V = 0.230 \pm 0.004$ . If the intrinsic colors of HD 95086 are similar to that of A8V dwarf stars, then their mean color is  $B - V = 0.25$  (Pecaut & Mamajek 2013), with an rms spread of  $\pm 0.04$  mag. This is not surprising, as low reddening values ( $E(B - V) < 0.05$  mag) are ubiquitous for stars within 90 pc in the general direction of HD 95086 (Reis et al. 2011). Based on this discussion, we adopt  $A_V = 0.02 \pm 0.02$  mag as a reasonable estimate that brackets the range of plausible extinctions and confirm the spectral type discussion in Rameau et al. (2013).

We calculate an absolute magnitude of  $M_V \simeq 2.6$ , which places the star near the main sequence (MS). The combined constraints of spectral type  $A8 \pm 1$  (assumed uncertainty) and restricting the plausible reddening value to be  $E(B - V) < 0.05$  leads to an effective temperature estimate of  $7550 \pm 100$  K ( $\log(T_{\text{eff}}) = 3.878 \pm 0.006$ ) and  $V$ -band bolometric correction of  $\text{BC}_V = 0.040 \pm 0.002$  mag (statistical)  $\pm 0.026$  mag (systematic), where the systematic uncertainty reflects differences in the bolometric magnitude scales among six studies (Code et al. 1976; Balona 1994; Flower 1996; Bessell et al. 1998; Bertone et al. 2004; Masana et al. 2006). Combining the *Hipparcos*  $V$  magnitude (assuming  $\pm 0.01$  mag uncertainty), the revised *Hipparcos* parallax, and our stated extinction and bolometric magnitude values, we estimate the following parameters for HD 95086: apparent bolometric flux  $f_{\text{bol}} = 28.52 \pm 0.9 \text{ pW m}^{-2}$ , absolute  $V$  magnitude  $M_V = 7.38 \pm 0.03$ , absolute bolometric magnitude  $2.60 \pm 0.09$ ,  $\log(L/L_\odot) = 0.863 \pm 0.035$  dex.

In Figure 3, we plot the H-R diagram point for HD 95086 with Dartmouth isochrones from Dotter et al. (2008) adopting approximately protosolar composition of  $Y = 0.26$  and  $Z = 0.017$ . The star is slightly above the zero-age main sequence

(ZAMS), and appears consistent with pre-MS age  $16 \pm 2$  Myr. Using three other sets of pre-MS evolutionary tracks, we find the following ages: 15 Myr (D’Antona et al. 1997), 17 Myr (Yi et al. 2003), and 24 Myr (Siess et al. 1997). Note that models are in general agreement on the mass of HD 95086:  $\sim 1.7 M_{\odot}$ . Taking into account the different models and observational uncertainties, we estimate a final individual pre-MS isochronal age estimate of HD 95086 of 17 Myr ( $\pm 2$  Myr statistical,  $\pm 4$  Myr systematic, total uncertainty  $\sim \pm 4$  Myr). This is commensurate with the mean LCC subgroup age (Mamajek et al. 2002; Pecaut et al. 2012).

Two factors which could conspire to ruin our age estimate are (1) unresolved binarity (which would move the star older, closer to the ZAMS), and (2) if the star is an interloper whose H-R diagram position and kinematics could conspire to masquerade the star appear as a likely LCC member. In the unlikely scenario that the star is an interloper, its H-R diagram position would be consistent with an MS isochronal age of  $\sim 270$  Myr.

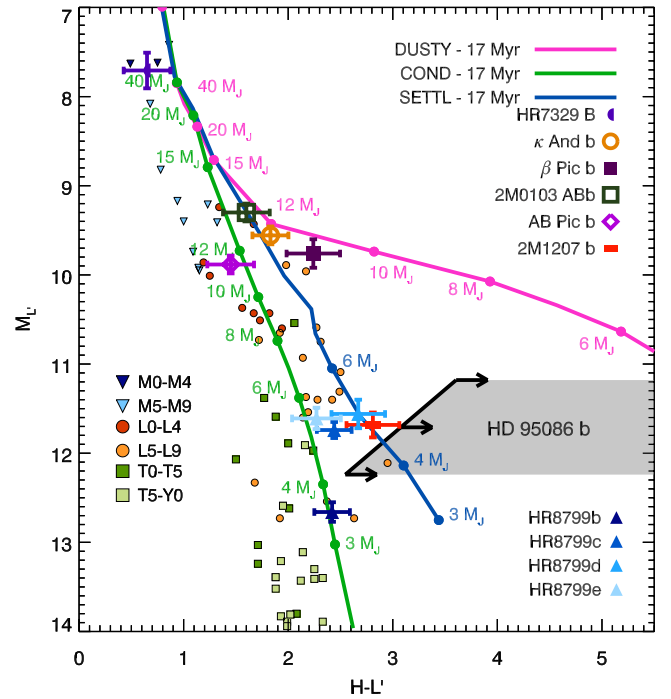
#### 4.2. Color Constraints

At the angular separation of the planet ( $0''.624$ ), we are sensitive to an  $H$ -band contrast of 12.7 mag relative to the host star for a  $5\sigma$  point source detection. This is an apparent magnitude of 19.57 mag. Using the Rameau et al. (2013) apparent  $L'$  magnitude of 16.49, we derive an  $H - L'$  lower limit of  $3.1 \pm 0.5$  mag for the planet at  $5\sigma$ .

The expected  $H$ -band contrast of the planet, given the measured  $L'$  magnitude (Rameau et al. 2013), is  $12.03 \pm 1.0$  mag based on the COND model (Baraffe et al. 2003) and  $12.50 \pm 1.0$  mag based on the BT-SETTL model (Allard et al. 2013; Figure 2). The error is propagated from the uncertainty in the  $L'$  magnitude in Rameau et al. (2013). The contrast curve demonstrates that our data are sensitive enough to detect a planet for the COND models ( $S/N > \sim 4$ ) and the BT-SETTL models ( $S/N > \sim 2.5$ ). Instead, we detect no point sources at such brightness in our  $H$ -band data.

The expected  $H$  magnitudes for an unreddened A/F star, M dwarf, and T dwarf interlopers which are at the same distance as HD 95086 are 16.5, 17.5, and 18.5 (see triangle, Figure 2), respectively. This is far brighter than our 19.57 detection limit at the angular separation of the companion. If the companion were a T dwarf at the distance of HD 95086 or closer, we would have seen it based on our color and sensitivity limits. An unreddened K giant would have to be at 40 kpc in order to have the same  $L'$  magnitude as the companion, and its  $H - L'$  color would be 0.17, which we would have detected. The companion is very unlikely to be a background source due to the proper motion seen in Rameau et al. (2013).

We compared the constraints on the photometry of HD 95086 b (shaded area) in a color–magnitude diagram (Figure 4) to the photometry of field M, L, and T dwarfs (Leggett et al. 2013), of young (12–30 Myr) companions (HR7329 B, Neuhäuser et al. (2011); Kappa And b, Carson et al. (2013), Bonnefoy et al. (2013);  $\beta$  Pic b, Lagrange et al. (2010), Bonnefoy et al. (2013); 2M0103 ABb, Delorme et al. (2013); AB Pic b, Chauvin et al. (2005); 2M1207 b, Chauvin et al. (2004); HR8799 bcde, Marois et al. (2008), Skemer et al. (2012), and to the COND model, the DUSTY model Chabrier et al. (2000), and the BT-SETTL model generated for an age of 17 Myr. The  $H - L'$  color of HD 95086 b makes it one of the reddest companions directly imaged so far. It is inconsistent with COND models, consistent with 4–5  $M_{\text{Jup}}$  BT-SETTL models, and consistent DUSTY models at an age of 17 Myr. The color is also at least



**Figure 4.** Color–magnitude diagram showing the  $M_{L'}$  vs.  $H - L'$  color of various substellar objects as well as tracks from evolutionary and atmospheric models. The shaded area is defined as a lower limit on the color of the HD 95086 companion.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

2 mag redder than the ones of typical M field dwarfs and 1 mag redder than the colors of early-L dwarfs. The location of the companion with respect to the sequence of field brown dwarfs and to evolutionary tracks suggest a high dust content in its photosphere (possibly under the form of thick clouds; Currie et al. 2011). In summary, current constraints on the photometry of HD 95086 b further suggest that the source is likely a bound companion with peculiar atmospheric properties related to low surface gravity. A new astrometric epoch is still mandatory to confirm that the companion is comoving with the star, and then exclude the possibility that it could be an extinguished or intrinsically red background or foreground object.

#### 4.3. Proper Motion of Background Sources

There are 20 additional point sources visible in the  $H$ -band distortion corrected images, ranging from  $2''$  to  $10''$  away from HD 95086. Using NICMOS  $HST$  data from 2007 (PI: J. Rhee), we examine the proper motion of these sources relative to HD 95086 with a five-year baseline. The proper motion of all the point sources in the field of view are consistent with background sources.

## 5. CONCLUSION

We analyze  $H$ -band NICI data aiming to re-detect the planet HD 95086 b. We detect no point source in our data, verified through three independent pipelines. Our deep dataset provides an  $H - L'$  lower limit, which rules out foreground L/T dwarfs and distant background K giant contaminants. If the object is bound to HD 95086, our color limit is inconsistent with the COND model, marginally consistent with the BT-SETTL model, and consistent with the DUSTY model at our derived age of  $17 \pm 4$  Myr. Future astrometric observations are necessary

to establish the nature of this object. This extremely red object demonstrates the importance of  $L'$  band for planet detection as planets may be much redder than models predict.

We thank the referee for helpful comments and suggestions that improved this letter. V. Bailey is supported by the National Science Foundation Graduate Research Fellowship (NSF DGE-1143953). J. Rameau, G. Chauvin, and A.-M. Lagrange acknowledge financial support from the French National Research Agency (ANR) through project grant ANR10-BLANC0504-01. This Letter makes use of the Vizier Online Data Catalog.

## REFERENCES

- Allard, F., Homeier, D., Freytag, B., Schaffenberger, W., & Rajpurohit, A. S. 2013, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, **24**, 128
- Amara, A., & Quanz, S. P. 2012, *MNRAS*, **427**, 948
- Balona, L. A. 1994, *MNRAS*, **268**, 119
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, **402**, 701
- Bertone, E., Buzzoni, A., Chávez, M., & Rodríguez-Merino, L. H. 2004, *AJ*, **128**, 829
- Bessell, M. S., Castelli, F., & Plez, B. 1998, *A&A*, **333**, 231
- Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Galicher, R., & Chauvin, G. 2013, *A&A*, **551**, L14
- Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *A&A*, **555**, A107
- Bonnefoy, M., Currie, T., Marleau, G.-D., et al. 2013, *A&A*, in press (arXiv:1308.3859)
- Carson, J., Thalmann, C., Janson, M., et al. 2013, *ApJL*, **763**, L32
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *ApJ*, **542**, 464
- Chauvin, G., Faherty, J., Boccaletti, A., et al. 2012, *A&A*, **548**, A33
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, *A&A*, **425**, L29
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Zuckerman, B., et al. 2005, *A&A*, **438**, L29
- Chen, C. H., Pecaui, M., Mamajek, E. E., Su, K. Y. L., & Bitner, M. 2012, *ApJ*, **756**, 133
- Code, A. D., Bless, R. C., Davis, J., & Brown, R. H. 1976, *ApJ*, **203**, 417
- Currie, T., Burrows, A., Itoh, Y., et al. 2011, *ApJ*, **729**, 128
- Currie, T., Debes, J., Rodigas, T. J., et al. 2012, *ApJL*, **760**, L32
- D'Antona, F., Caloi, V., & Mazzitelli, I. 1997, *ApJ*, **477**, 519
- de Zeeuw, P. T., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., & Blaauw, A. 1999, *AJ*, **117**, 354
- Delorme, P., Gagné, J., Girard, J. H., et al. 2013, *A&A*, **553**, L5
- Dotter, A., Chaboyer, B., Jevremović, D., et al. 2008, *ApJS*, **178**, 89
- Flower, P. J. 1996, *ApJ*, **469**, 355
- Hubeny, I., & Burrows, A. 2007, *ApJ*, **669**, 1248
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Sci*, **322**, 1345
- Kouwenhoven, M. B. N., Brown, A. G. A., Zinnecker, H., Kaper, L., & Portegies Zwart, S. F. 2005, *A&A*, **430**, 137
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *ApJ*, **660**, 770
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Sci*, **329**, 57
- Leggett, S. K., Morley, C. V., Marley, M. S., et al. 2013, *ApJ*, **763**, 130
- Mamajek, E. E., Meyer, M. R., & Liebert, J. 2002, *AJ*, **124**, 1670
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, **641**, 556
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Sci*, **322**, 1348
- Masana, E., Jordi, C., & Ribas, I. 2006, *A&A*, **450**, 735
- Meshkat, T., Kenworthy, M., Quanz, S. P., & Amara, A. 2013, *ApJ*, submitted
- Neuhäuser, R., Ginski, C., Schmidt, T. O. B., & Mugrauer, M. 2011, *MNRAS*, **416**, 1430
- Pecaui, M., & Mamajek, E. E. 2013, *ApJ*, in press (arXiv:1307.2657)
- Pecaui, M. J., Mamajek, E. E., & Bubar, E. J. 2012, *ApJ*, **746**, 154
- Preibisch, T., & Mamajek, E. 2008, *Handbook of Star Forming Regions*, Vol. 2 (San Francisco, CA: ASP), 235
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *ApJL*, **772**, L15
- Reis, W., Corradi, W., de Avillez, M. A., & Santos, F. P. 2011, *ApJ*, **734**, 8
- Rizzuto, A. C., Ireland, M. J., & Zucker, D. B. 2012, *MNRAS*, **421**, L97
- Siess, L., Forestini, M., & Dougados, C. 1997, *A&A*, **324**, 556
- Skemer, A. J., Hinz, P. M., Esposito, S., et al. 2012, *ApJ*, **753**, 14
- Stephens, A. W., Frogel, J. A., Ortolani, S., et al. 2000, *AJ*, **119**, 419
- Stephens, D. C., Leggett, S. K., Cushing, M. C., et al. 2009, *ApJ*, **702**, 154
- Toomey, D. W., & Ftaclas, C. 2003, *Proc. SPIE*, **4841**, 889
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, **474**, 653
- Vigan, A., Bonnefoy, M., Chauvin, G., Moutou, C., & Montagnier, G. 2012, *A&A*, **540**, A131
- Wahhaj, Z., Liu, M. C., Biller, B. A., et al. 2011, *ApJ*, **729**, 139
- Yi, S. K., Kim, Y.-C., & Demarque, P. 2003, *ApJS*, **144**, 259



## CONFIRMATION OF THE PLANET AROUND HD 95086 BY DIRECT IMAGING\*

J. RAMEAU<sup>1</sup>, G. CHAUVIN<sup>1</sup>, A.-M. LAGRANGE<sup>1</sup>, T. MESHKAT<sup>2</sup>, A. BOCCALETTI<sup>3</sup>, S. P. QUANZ<sup>4</sup>,  
T. CURRIE<sup>5</sup>, D. MAWET<sup>6</sup>, J. H. GIRARD<sup>6</sup>, M. BONNEFOY<sup>7</sup>, AND M. KENWORTHY<sup>2</sup>

<sup>1</sup> UJF-Grenoble 1/CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274,  
Grenoble F-38041, France; julien.rameau@obs.ujf-grenoble.fr

<sup>2</sup> Leiden Observatory, Leiden University, P.O. Box 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands

<sup>3</sup> LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, University Pierre et Marie Curie Paris 6 and University Denis Diderot Paris 7, 5 place Jules Janssen, F-92195 Meudon, France

<sup>4</sup> Institute for Astronomy, ETH Zurich, Wolfgang-Pauli-Strasse 27, 8093 Zurich, Switzerland

<sup>5</sup> Department of Astronomy and Astrophysics, University of Toronto, 50 St. George St., Toronto, Ontario M5S 1A1, Canada

<sup>6</sup> European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

<sup>7</sup> Max Planck Institute für Astronomy, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany

Received 2013 October 2; accepted 2013 October 24; published 2013 December 6

### ABSTRACT

VLT/NaCo angular differential imaging at  $L'$  ( $3.8\ \mu\text{m}$ ) revealed a probable giant planet comoving with the young and early-type HD 95086, also known to harbor an extended debris disk. The discovery was based on the proper motion analysis of two datasets spanning 15 months. However, the second dataset suffered from bad atmospheric conditions, which limited the significance of the re-detection at the  $3\sigma$  level. In this Letter, we report new VLT/NaCo observations of HD 95086 obtained on 2013 June 26 and 27 at  $L'$  to recover the planet candidate. We unambiguously re-detect the companion HD 95086 b with multiple independent pipelines at a signal-to-noise ratio greater than or equal to 5. Combined with previously reported measurements, our astrometry decisively shows that the planet is comoving with HD 95086 and inconsistent with a background object. With a revised mass of  $5 \pm 2$  Jupiter masses, estimated from its  $L'$  photometry and “hot-start” models at  $17 \pm 4$  Myr, HD 95086 b becomes a new benchmark for further physical and orbital characterization of young giant planets.

*Key words:* instrumentation: adaptive optics – planets and satellites: detection – stars: individual (HD 95086)

*Online-only material:* color figures

## 1. INTRODUCTION

We reported in Rameau et al. (2013) the discovery of a probable  $4\text{--}5 M_{\text{Jup}}$  giant planet at  $\sim 56$  AU (projected separation) from its host-star HD 95086 (A8, 90.4 pc). The star belongs to the  $17 \pm 4$  Myr old Lower Centaurus Crux association (Pecaut et al. 2012; Meshkat et al. 2013a). Based on two observing epochs acquired in 2012 January and 2013 March, we showed that the detected point-source was likely comoving with HD 95086. However, the confirmation remained ambiguous owing to poor re-detection at the  $3\sigma$  level in 2013 March. Additional observations at the  $Ks$ -band ( $2.18\ \mu\text{m}$ ), and even more recently in the  $H$ -band ( $1.6\ \mu\text{m}$ ) with Gemini/NICI (Toomey & Ftaclas 2003) indicate very red colors,  $Ks - L' \geq 1.2$  mag and  $H - L' \geq 3$  mag (Rameau et al. 2013; Meshkat et al. 2013a). These colors are compatible with a cool and dusty planetary atmosphere. This allowed us to further reject contamination by a background source. The apparent flux and upper limit of the colors for the companion  $L'$  are compatible with the predictions of the “hot-start” DUSTY evolutionary models (Chabrier et al. 2000) whose color and absolute predictions were recomputed using BT-Settl atmospheric models (Allard et al. 2012) for a mass below  $5 M_{\text{Jup}}$ .

We re-observed the system on June 26 and 27 using VLT/NaCo with the aim of re-detecting HD 95086 b with a high level of confidence and to constrain its proper motion relative to HD 95086.

## 2. OBSERVING STRATEGY AND IMAGE PROCESSING

### 2.1. Observations

To optimize the detection of the faint signal around HD 95086 and to perform high-precision relative astrometry, we observed the star with exactly the same instrumental set-up as in the discovery observations. VLT/NaCo (Rousset et al. 2003; Lenzen et al. 2003) was used in pupil-tracking mode to enable ADI. The observations were carried out at  $L'$ -band ( $\lambda = 3.8\ \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.62\ \mu\text{m}$ ), with the L27 camera ( $\simeq 27.1$  mas pixel<sup>-1</sup>) with  $2 \times$  NDIT (number of frames) short (0.2 s) exposures at each of the four-dither position. The faintness of the target as well as the high airmass prevented us from obtaining saturated exposures to achieve a higher dynamical range. A short set of unsaturated exposures using a neutral density filter (attenuation of  $4.36 \pm 0.1$  mag) was taken at the beginning of the observing sequence (PSF). The FWHM measured on the point spread function (PSF) was of  $\sim 3.5$  pixels.

Data were acquired on June 26 and 27. The observing set up and conditions are detailed in Table 1.<sup>8</sup> On June 26, although the conditions were stable, the field rotation was  $12^\circ$ , which corresponds to a rotation of only 1.3 FWHM at the expected projected separation of the signal, i.e.,  $\sim 620$  mas. On June 27, the amplitude of the field rotation was increased ( $26^\circ$ ) but the conditions were slightly less stable.

The astrometric binary IDS 1307 (van Dessel & Sinachopoulos 1993) was observed on July 7 in field-tracking mode to calibrate the instrument platescale and orientation. IDS 1307 was recalibrated on the  $\theta_1$  Ori C field (used in 2012 January and

\* Based on observations collected at the European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere, Chile, under programs number 291.C-5023.

<sup>8</sup> We also recall the log of the two first datasets in 2012 January and 2013 March.

**Table 1**  
Observing Log of HD 95086 with VLT/NaCo

Date	Cam./Filter	DIT $\times$ NDIT (s)	$N_{\text{exp}}$	$\pi$ -start/end	(deg) (Airmass) <sup>a</sup>	$\langle \varpi \rangle^a$ ( $''$ )	$\langle \tau_0 \rangle^a$ (ms)	$\langle E_c \rangle^a$ (%)	Ref.
2012 Jan 11	L27/L'+ND	$0.2 \times 80$	10	−9.32/−8.19	1.39	0.75	3.6	61	Rameau et al. (2013)
2012 Jan 11	L27/L'	$0.2 \times 100$	156	−7.59/16.96	1.39	0.76	3.5	58	Rameau et al. (2013)
2013 Mar 14	L27/L'	$0.2 \times 100$	162	3.20/28.18	1.41	1.77	1.0	37	Rameau et al. (2013)
2013 Mar 14	L27/L'+ND	$0.2 \times 80$	10	29.61/30.68	1.44	1.65	0.9	32	Rameau et al. (2013)
2013 Jun 26	L27/L'+ND	$0.2 \times 80$	10	41.0/42.0	1.50	1.00	3.1	54	This work
2013 Jun 26	L27/L'	$0.2 \times 100$	96	42.5/55.3	1.55	1.08	2.8	45	This work
2013 Jun 27	L27/L'	$0.2 \times 80$	10	28.0/29.1	1.44	1.17	1.4	28	This work
2013 Jun 27	L27/L'	$0.5 \times 100$	186	29.6/58.9	1.53	1.02	1.6	47	This work

**Notes.** “ND” refers to the NaCo ND\_Long filter (transmission of  $\simeq 1.79\%$ ), “DIT” to exposure time, and  $\pi$  to the parallactic angle at start and end of observations.

<sup>a</sup> The airmass, the seeing  $\varpi$ , the coherence time  $\tau_0$ , and the coherent energy  $E_c$  are estimated in real time by the adaptive-optics system and averaged here over the observing sequence.

2013 March) thanks to contemporaneous observations of both fields obtained in 2012 January.

## 2.2. Data Reduction and Analysis

In order to avoid systematics or biases from image processing and ensure a robust detection, five independent pipelines were used to reduce the data. They are described in detail in Boccaletti et al. (2012; hereafter LESIA), Currie et al. (2012; hereafter A-LOCI), Meshkat et al. (2013b; hereafter Leiden), Amara & Quanz (2012; PYNPOINT), and Lagrange et al. (2010)/Chauvin et al. (2012; IPAG-ADI).

Each pipeline processed the data in a similar way for the first steps (flat-fielding, bad/hot pixel removal, sky-subtraction, registration, and frame selection) to create a mastercube of the individual frames together with the list of associated parallactic angles. Several frames affected by bright waffle modes and bright spiders were also rejected.

The main differences between the pipelines reside in the way the stellar-halo is estimated and subtracted from the mastercube, by using different ADI flavors and different set of parameters. Standard ADI algorithms were applied and we show the results of classic ADI (cADI) and smart ADI (sADI; Marois et al. 2006) applied with IPAG-ADI, Adapted Locally Optimized Combination of Images (A-LOCI; Currie et al. 2012; adapted from Lafrenière et al. 2007), and the most recent principal component analysis (PCA)-based methods (Amara & Quanz 2012; Soummer et al. 2012) applied with Leiden, LESIA, and PYNPOINT. Finally, the residual frames were aligned with true-north to the vertical and combined by mean averaging.

The different ADI techniques produce a high variety of residual images with different speckle intensities and distributions (see Figure 1). This difference also affects the planet’s photometry. Using the different pipelines helped to overcome the possible biases related to each algorithm.

In the IPAG-ADI pipeline, the astrometry and photometry were derived as in the discovery paper, following the injection of artificial planets as described in Lagrange et al. (2010); Chauvin et al. (2012). In the remaining pipelines, the astrometry was estimated by fitting the planet’s signal with a two-dimensional Gaussian or Moffat function. The systematic bias between the two methods was estimated to be less than 0.7 pixels using the IPAG pipeline.

The main errors on the position of the companion came from the intrinsic measurement of the source position (0.4 pixels

measured by injecting 10 artificial planets at the same separation as the companion but different position angles and estimating the effect of the surrounding residuals and procedures), the star position (0.1 pixels estimated from a series of tests with random shifting of the mastercube and registration as done with the IPAG-ADI pipeline), and finally the astrometric calibration (0.1 pixels). The quadratic sum of the error sources lead to an uncertainty of 0.42 pixels. The point-source photometric errors resulted from the uncertainties on the measurements of the signal brightness (0.7 mag estimated as for the position), the PSF variability (0.3 mag), and the neutral density transmission (0.1 mag). Added quadratically, we ended up with 0.8 mag of uncertainty.

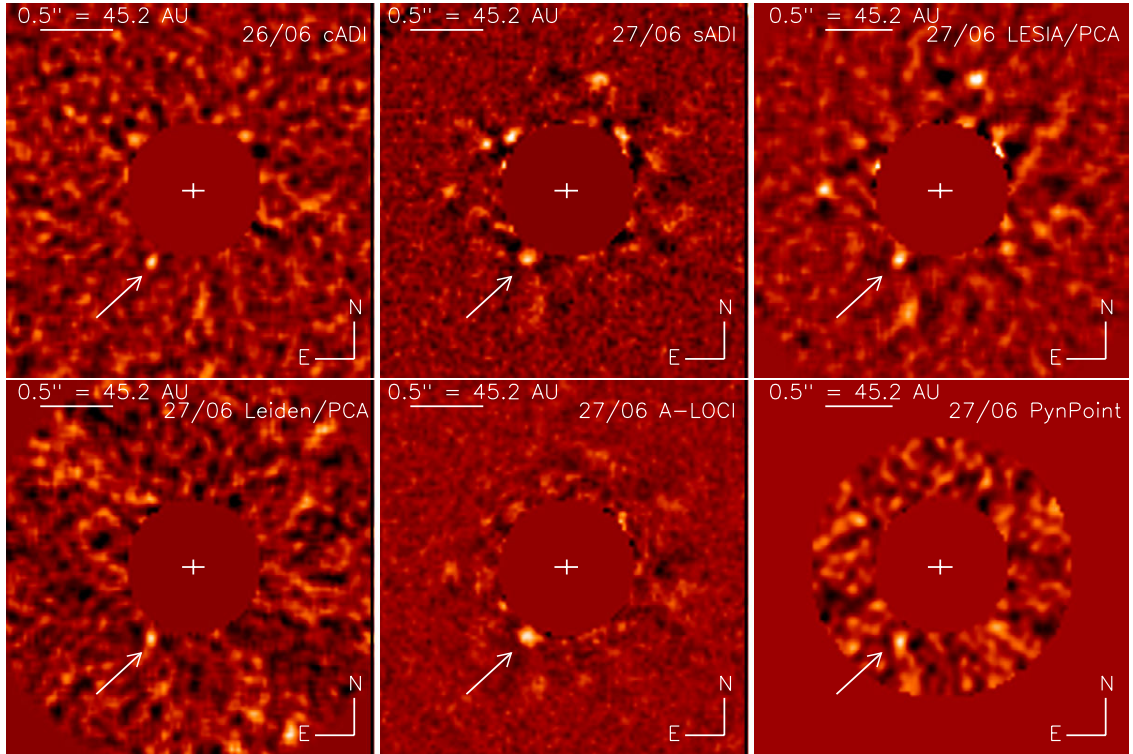
The signal-to-noise ratio (S/N) was computed following the same approach as in Rameau et al. (2013). The noise-per-pixel was derived from the standard deviation computed in a ring of 1-FWHM width, centered on the star, with a radius equal to the planet–star separation. The planet was also masked within the ring to compute the noise. The flux of the planet was integrated over an aperture 1-FWHM in diameter. The final integrated S/N was computed on the same aperture size considering the noise-per-pixel and aperture size in pixels for renormalization. We tested changing the size of both aperture and coronae to check the effect on the S/N. All measurements were consistent with the ones from the 1-FWHM adopted value. Although there is probably no optimal way to estimate the S/N in the speckle dominated regime, the same method was applied to each pipeline and each dataset. However, the purpose is not to directly compare the pipelines with their S/N values but rather strengthen the detection.

## 3. AN UNAMBIGUOUS COMOVING COMPANION AROUND HD 95086

### 3.1. Re-detection

In the 2013 June 26 data, we were able to marginally re-detect the signal with all algorithms and pipelines (see cADI example in Figure 1, top-left, with a S/N of between two and four). No other bright point source is seen in the residual maps. Nonetheless, given the low S/N, this dataset alone does not allow a firm confirmation of the planet.

We therefore focus our analysis on the data and outputs from the 2013 June 27 observations. Only this dataset is used in the following analysis. Details of the algorithm parameters are provided in Table 2.



**Figure 1.** Residual maps of VLT/NaCo images at  $L'$ -band, revealing HD 95086 b at southeast (arrow). A direct comparison between the pipelines through the S/N is not valid due to the different noise distributions which are produced. The planet PSFs also appear to be of different sizes due to different cuts and different levels of self-subtraction. Top-left: IPAG-cADI reduction from June 26;  $S/N \simeq 4$  due to the small field rotation but good stability. Top-central: IPAG-sADI reduction from June 27;  $S/N \simeq 7$ . Speckles at northeast and northwest are strong spike-residuals but at a different separation from the central star than the planet. Top-right: PCA reduction following Boccaletti et al. (2012) using seven coefficients over 534;  $S/N \simeq 6$ . Bottom-left: Adapted-PCA from Meshkat et al. (2013b) using 16 coefficients over 185;  $S/N \simeq 5$ . Bottom-central: A-LOCI from Currie et al. (2012) where the source is masked over a box of 10 pixels in width;  $S/N \simeq 13$ . Bottom-right: PYNPOINT (Amara & Quanz 2012) using 40 coefficients over 15,172;  $S/N \simeq 7.5$ . Note PYNPOINT doubles the sampling resolution but it has been rescaled to normal for display purposes. (A color version of this figure is available in the online journal.)

**Table 2**  
ADI Algorithms and Associated Parameters on the Reduction of the 2013 June 27 Data

Algorithm	Parameters	S/N	Ref.
IPAG/sADI	$r = 600$ mas, $N_s = 1$ (FWHM), depth = 6 frames	7	Lagrange et al. (2010)
LESIA/PCA	7 modes out of 534	6.5	Boccaletti et al. (2012)
Leiden/PCA	15 modes out of 185	5	Meshkat et al. (2013b)
A-LOCI	$N_s = 0.7$ (FWHM), $g = 1$ , $dr = 11$ , $N_A = 35$ , $r_{\text{corr}} = 0.16$	13	Currie et al. (2012)
PYNPOINT	40 coefficients out of 15172	7.5	Amara & Quanz (2012)

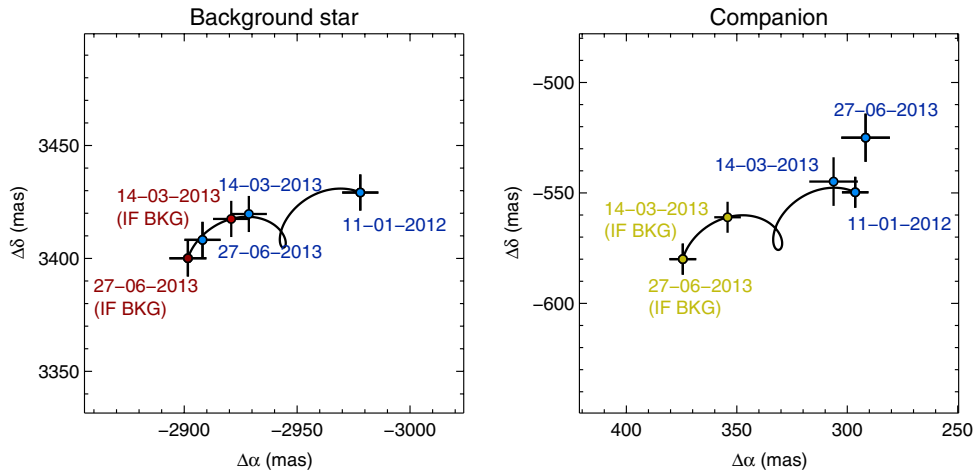
**Note.** The S/N cannot be used to directly compare each pipeline and reduction algorithm since the distribution and level of the noise is different in each case.

Figure 1 displays the residual maps with the recovery of HD 95086 b. Some speckles have a high intensity but the planet's signal (southeast) is the only one which systematically appears in each pipeline and ADI-flavor. The planet's signal may look different because, firstly, it is being self-subtracted to different levels, and secondly, different flux levels are adopted in each image.

All the five independent pipelines recover the planet's signal at the expected position with a S/N higher than five and using the same method for the S/N calculation on the final processed images. The S/N variations between the pipelines are related to the different algorithms used for the PSF subtraction and therefore to the different level and distribution of residuals in the final images. In all cases, the signal is unambiguously detected and confirms the recovery of HD 95086 b in our 2013 June data. As an additional check, with the IPAG-ADI

**Table 3**  
Relative Astrometry and Photometry of HD 95086 b and the Background Source (Background Star)

Date	Sep. (mas)	P.A. (deg)	$\Delta L'$ (mag)
bkg star			
2012 Jan 11	$4540 \pm 15$	$319.03 \pm 0.25$	$6.2 \pm 0.2$
2013 Mar 14	$4505 \pm 16$	$319.42 \pm 0.26$	$6.1 \pm 0.2$
2013 Jun 27	$4480 \pm 14$	$319.52 \pm 0.25$	$6.0 \pm 0.3$
HD 95086 b			
2012 Jan 11	$624 \pm 8$	$151.8 \pm 0.8$	$9.79 \pm 0.40$
2013 Mar 14	$626 \pm 13$	$150.7 \pm 1.3$	$9.71 \pm 0.56$
2013 Jun 27	$600 \pm 11$	$150.9 \pm 1.2$	$9.2 \pm 0.8$



**Figure 2.** Relative separations between the central star and the companion or background source, in right ascension ( $\alpha$ ) and declination ( $\delta$ ). The position measured on 2013 June 27 is over plotted in blue, and the expected position, if the point-source is a fixed background object, is plotted in yellow/red. Previous measurements from Rameau et al. (2013) are also reported. Left: case of the background star. Right: case of HD 95086 b. The 2013 June 27 position lies very close to previous positions and strongly differs from the expected position of a fixed background object.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

pipeline, we injected artificial planets in the raw data at the same separation but different position angles and assuming the brightness measured in the following section. Each fake planet was detected in the residual maps generated with the same S/N as HD 95086 b. Moreover, the probability that the signal is a residual speckle is very low since the explored parallactic angles strongly differ from one dataset to another between the different epochs:  $[-7.6; 17]$  deg in 2012 February 11,  $[3.2; 28.2]$  deg in 2013 April 14, and  $[29.6; 58.9]$  deg in 2013 June 27.

Hence, a real physical object is re-detected with a good confidence level from the latest dataset.

### 3.2. Astrometry and Photometry

Since the first two measurements of the probable planet were done within sADI residual maps with the IPAG-ADI pipeline, we used the same reduction algorithm to characterize the present dataset. We estimated a separation of  $600 \pm 11$  mas and a position angle of  $150^{\circ}9 \pm 1^{\circ}2$  (see Table 3). The other pipelines give similar values, all consistent within 20 mas and  $1^{\circ}$ . Figure 2 shows the relative position of the star with respect to HD 95086 from each epoch at  $L'$ , and also the track and positions assuming a fixed background object. The position of the companion lies in the same region as the first two epochs and strongly excludes a background object with a  $\chi^2$  probability of  $10^{-16}$ . The point-source is thus comoving with the star.

As was done in the discovery paper, we used the  $4''.5$  background star visible in the field-of-view to assess our astrometric measurements. Using Moffat-fitting on co-added (no ADI processing) residual images, we estimated a separation of  $4''.480 \pm 0''.014$  and a position angle of  $319^{\circ}52 \pm 0^{\circ}25$ . Our original measurements from 2012 January and 2013 March, showing that the point source is a stationary background object, are corroborated by the third point in Figure 2, which lies very close to the expected position of 2013 June. Therefore, the background star confirms our ability to assess or exclude background behavior with high precision.

The photometric measurement on HD 95086 b is  $\Delta L' = 9.2 \pm 0.8$  mag, consistent in all pipelines and with previous estimates.

## 4. CONCLUSIONS AND PROSPECTS

New observations of HD 95086 were carried out with exactly the same instrumental set-up as the discovery paper, namely at  $L'$ -band with VLT/NaCo in the ADI mode. We applied five different, independent pipelines to reduce the data. Each of them led to the confirmation of the point-source to the southeast of the star. Precise astrometric measurements showed the signal is not a background object with a probability of  $10^{-16}$ . HD 95086 b is therefore a companion comoving with its host-star.

From the three set of data, we revised the mass and projected separation of the planet. With  $\Delta L' = 9.79 \pm 0.40$  mag in 2012 January,  $9.71 \pm 0.56$  in 2013 March and  $9.2 \pm 0.8$  in 2013 June, we estimate that its absolute magnitude is  $M_L = 11.5 \pm 1.1$  mag. From the BT-Settl models (Allard et al. 2012) which have been shown to be consistent with the red colors of the planet (Meshkat et al. 2013a), the luminosity corresponds to a mass of  $5 \pm 2 M_{\text{Jup}}$  at  $17 \pm 4$  Myr. We recall that “warm-start” models (Spiegel & Burrows 2012; Marleau & Cumming 2013) might predict a higher mass (we could only derive a lower limit of  $3 M_{\text{Jup}}$ ; see Rameau et al. 2013). With a predicted effective temperature of  $1000 \pm 200$  K, a surface gravity of  $3.85 \pm 0.5$  dex, and very red colors, HD 95086 b has a cool and dusty atmosphere where the effects of possible non-equilibrium chemistry, reduced surface gravity, and methane bands in the near infrared might be explored in the future. Follow-up observations at different wavelengths, out-of-reach for current facilities, allow characterization of its atmosphere.

With a separation of  $623.9 \pm 7.4$  mas in 2012 January,  $626.1 \pm 12.8$  mas in 2013 March, and  $600 \pm 11$  mas in 2013 June, the projected distance to the host-star is  $55.7 \pm 2.5$  AU. Recently, Moór et al. (2013) published resolved *Herschel* images of a debris disk surrounding the star, extending out to 270 AU, with a possible inclination of about  $25^{\circ}$ . Based on multi-wavelength observations, they built the spectral energy distribution and adopted, as a best-model, a two-component disk at 6 and 64 AU. However, at this stage of modeling, it is not certain whether the disk is best represented by a single



component model or this specific two-component model. If the gap size and positions of the rings are real, then we can study the properties and influence of HD 95086 b on the disk structure. The physical distance of HD 95086 b would be about 61.5 AU, very close to the radius of the outer-cold belt. It might sculpt the inner edge of the belt if its chaotic zone (Wisdom 1980) overlaps the belt. Assuming the case of a circular orbit for the planet and planetesimals, Wisdom (1980) showed that the ring inner edge is located at a separation from the planet  $\delta a$  according to the relation  $\delta a/a = 1.3(M_p/M_s)^{2/7}$ , where  $a$  is the semi-major axis of the orbit of the planet,  $M_p$  its mass, and  $M_s$  the host star mass. The relation is satisfied within the uncertainties of all parameters. Therefore, HD 95086 b might be responsible for the inner edge of the outer belt. Further orbital monitoring will provide information on the planet's orbital eccentricity and may support this hypothesis if the eccentricity is very small. However, the planet cannot sustain the whole gap alone since its chaotic zone is too small to reach the inner belt at 6 AU. The presence of additional planets within the gap is required, as for HR 8799 (e.g., Su et al. 2009). In the discovery paper (Rameau et al. 2013), we excluded the presence of any planet more massive than  $5 M_{\text{Jup}}$  beyond about 38 AU from our sensitivity limits, assuming the inclination of the disk. One might speculate on the number and characteristics of these additional planets from the Wisdom (1980) relation. Then, at least three planets would be needed around 10, 20, and 35 AU, on circular orbits. Further deep observations of the system with next-generation planet imagers might reveal these closer-in planets and further observations of the disk might constrain its physical characteristics. Nevertheless, these are speculations on how to maintain such a wide gap since we do not know neither the true semi-major axis of HD 95086 b nor whether the disk really has two separate belts.

Finally, a possible in situ formation of HD 95086 b might be explained with a disk instability scenario (Cameron 1978; Boley 2009; Rafikov 2009) or pebble accretion (Lambrechts & Johansen 2012). If formed closer to the star, the presence of more massive companions would be required to excite mean-motion resonances and thus induce planet–planet scattering (Scharf & Menou 2009; Veras et al. 2009). Again, future deep observations might reveal these additional close-in planets. Another scenario would be planet–disk interaction (Papaloizou et al. 2007; Crida et al. 2009) through outward migration. These scenarios might also be tested through orbital monitoring

showing eccentricity and/or structures in more resolved images of the disk.

We are grateful to Vanessa Bailey, Kate Su, and Amy Bonsor for fruitful discussions. We thank the Director General of ESO for discretionary time that allowed to confirm the planet. J.R., G.C., and A.M.L. acknowledge financial support from the French National Research Agency (ANR) through project grant ANR10-BLANC0504-01.

*Facility:* VLT:Yepun (NaCo)

## REFERENCES

- Allard, F., Homeier, D., Freytag, B., & Sharp, C. M. 2012, in *Atmospheres from Very Low-mass Stars to Extrasolar Planets*, ed. C. Reylé, C. Charbonnel, & M. Schultheis (EAS Publications Series, Vol. 57; Cambridge: Cambridge University Press), 3
- Amara, A., & Quanz, S. P. 2012, *MNRAS*, 427, 948
- Boccaletti, A., Augereau, J.-C., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *A&A*, 544, A85
- Boley, A. C. 2009, *ApJL*, 695, L53
- Cameron, A. G. W. 1978, *M&P*, 18, 5
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *ApJ*, 542, 464
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Beust, H., et al. 2012, *A&A*, 542, A41
- Crida, A., Masset, F., & Morbidelli, A. 2009, *ApJL*, 705, L148
- Currie, T., Debes, J., Rodigas, T. J., et al. 2012, *ApJL*, 760, L32
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *ApJ*, 660, 770
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Sci*, 329, 57
- Lambrechts, M., & Johansen, A. 2012, *A&A*, 544, A32
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, *Proc. SPIE*, 4841, 944
- Marleau, G.-D., & Cumming, A. 2013, arXiv:1302.1517
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, 641, 556
- Meshkat, T., Bailey, V., Rameau, J., et al. 2013a, *ApJL*, 775, L40
- Meshkat, T., Kenworthy, M., Quanz, S. P., & Amara, A. 2013b, arXiv:1310.8577
- Moór, A., Abraham, P., Kóspál, Á., et al. 2013, *ApJL*, 775, L51
- Papaloizou, J. C. B., Nelson, R. P., Kley, W., Masset, F. S., & Artymowicz, P. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson: Univ. Arizona Press), 655
- Pecaut, M. J., Mamajek, E. E., & Bubar, E. J. 2012, *ApJ*, 746, 154
- Rafikov, R. R. 2009, *ApJ*, 704, 281
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *ApJL*, 772, L15
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, *Proc. SPIE*, 4839, 140
- Scharf, C., & Menou, K. 2009, *ApJL*, 693, L113
- Soummer, R., Pueyo, L., & Larkin, J. 2012, *ApJL*, 755, L28
- Spiegel, D. S., & Burrows, A. 2012, *ApJ*, 745, 174
- Su, K. Y. L., Rieke, G. H., Stapelfeldt, K. R., et al. 2009, *ApJ*, 705, 314
- Toomey, D. W., & Ftaclas, C. 2003, *Proc. SPIE*, 4841, 889
- van Dessel, E., & Sinachopoulos, D. 1993, *A&AS*, 100, 517
- Veras, D., Crepp, J. R., & Ford, E. B. 2009, *ApJ*, 696, 1600
- Wisdom, J. 1980, *AJ*, 85, 1122

# Giant planets around AF and M stars

Julien Rameau<sup>1</sup>, Gaël Chauvin<sup>1</sup>, Anne-Marie Lagrange<sup>1</sup>, Philippe Delorme<sup>1</sup>, and Justine Lannier<sup>1</sup>

<sup>1</sup>UJF-Grenoble 1 / CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274, Grenoble, F-38041, France  
email: julien.rameau@obs.ujf-grenoble.fr

## Abstract.

We present the results of two three-year surveys of young and nearby stars to search for wide orbit giant planets. On the one hand, we focus on early-type and massive, namely  $\beta$  Pictoris analogs. On the other hand, we observe late type and very low mass stars, i.e., M dwarfs. We report individual detections of new planetary mass objects. According to our deep detection performances, we derive the observed frequency of giant planets between these two classes of parent stars. We find frequency between 6 to 12 % but we are not able to assess a/no correlation with the host-mass.

**Keywords.** methods: statistical, planetary systems, stars: individual (HD95086, J01033563-5515561)

---

## 1. Introduction

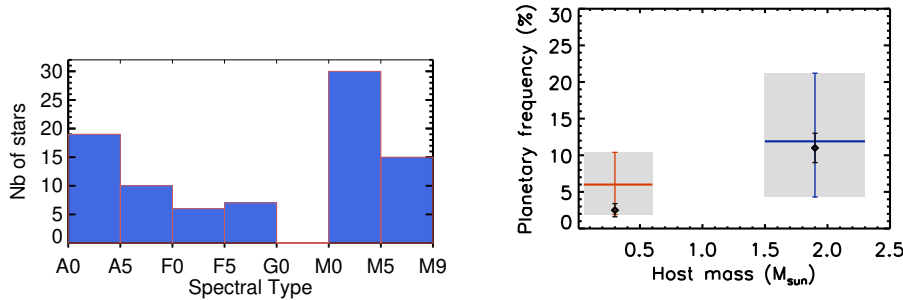
Direct imaging is the unique viable technique to explore planetary systems beyond 10 AU but it is, however, very challenging. The discoveries of giant planets around the young and dusty early-type stars (e.g., Marois et al. 2008, Lagrange et al. 2009) at physical separations  $\leq 110$  AU and high-mass ratio ( $q \simeq 0.002$ ) strengthen a formation within the circumstellar disk either by core accretion (Pollack *et al.* 1996) or gravitational instability farther away (Cameron 1978). However, detailed statistical analysis of the planet properties around a large number of targets are needed to compare the relative efficiency of these formation mechanisms.

We aim at detecting substellar companions to two distinct population of stars, i.e. low mass dwarfs and early-type stars. Using statistical formalism, our goal is also to infer the influence of the host mass to the properties of the giant planet population and perhaps give an insight on their formation mechanism. Each subsample has been published in Delorme et al. (2012) and Rameau et al. (2013a).

## 2. Sample, observations, and image processing

*Target selection.* To optimize the detection of giant planet at short separations from their host-star, we applied several selection criteria to build two samples. Since planets are intrinsically brighter when they are young, we selected the stars to be younger than 120 Myr. We limited the volume of the sample to 50 pc for the M dwarfs and 90 pc for the AF stars to be sensitive to few AUs from the star. Our subsample thus contains more than 55 M dwarfs among them 45 have been observed so far and 42 for the AF stars (see Fig. 1, left)

*Observing strategies.* The observations were done with VLT/NaCo at  $L'$  ( $\lambda = 3.8\mu\text{m}$ ) with the pupil tracking mode to enable angular differential imaging (ADI, Marois et al. 2006). The data were reduced with the IPAG-ADI pipeline (e.g. Chauvin et al. 2012).



**Figure 1.** Left: histogram of the spectral types for our two samples. Right: Occurrence of giant planets as a function of the stellar mass in a range  $[1.,13] M_{\text{Jup}}$  and  $[1.,300]$  AU. Black diamonds show the results for close-in giant planets from radial velocity observations (Johnson et al. 2007).

### 3. Occurrence of giant planets as a function of the stellar mass

*Discoveries of new substellar companions.* Delorme et al. (2013) reported the discovery of a  $12-14 M_{\text{Jup}}$  orbiting a pair of young (30 Myr) late M-dwarfs (2M01033563-5515561) at a projected separation of 84 AU (system at 42 pc). Later on, Rameau et al. (2013b) detected a probable  $4-5 M_{\text{Jup}}$  companion to the young (10 – 17 Myr) A star HD 95086 at a projected separation of 56 AU. The last discovery lacks of good observing conditions for assessing the true detection but strong arguments tend to favor a (bound) substellar nature for the object.

*Frequency of giant planets.* On the one hand, for the AF sample, we typically achieved a contrast down to 10 – 12 mag at 0.5", i.e.,  $1-3 M_{\text{Jup}}$  beyond 5 – 30 AU according to the COND models (Baraffe et al. 2003). On the other hand, we reached 8.5 – 11 mag at 0.5" for our M targets, i.e., below the jovian regime to  $2 M_{\text{Jup}}$  beyond 4 – 20 AU. We then performed Monte-Carlo simulations to derive the occurrence of giant planets in a uniform grid between  $[1.,13] M_{\text{Jup}}$  and  $[1.,300]$  AU (Rameau et al. 2013a). We found that, in our volume-limited samples,  $11.9^{+9.3}_{-7.6}$  % of AF stars harbor at least one giant planet while this rate is  $6.0^{+4.4}_{-4.1}$  % for the M dwarfs. The large uncertainties are due to the lack of good, i.e., below few Jupiter mass, sensitivity below 5 – 10 AU. In Fig.1 (right) the occurrence of giant planets is shown as a function of the stellar masses, one mass-bin corresponding to each subsample. Due to the large uncertainties, we do not assess or exclude any trend. For a comparison, we over plotted the rates of close-in giant planets for the same mass bin from Johnson et al. (2007), with the trend clearly assessed.

### References

- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. 2003, *Brown Dwarfs*, 211, 41  
 Cameron, A. G. W. 1978, *Moon and Planets*, 18, 5  
 Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Beust, H., *et al.* 2012, *A&A*, 542, A41  
 Delorme, P., Lagrange, A. M., Chauvin, G., *et al.* 2012, *A&A*, 539, A72  
 Delorme, P., Gagné, J., Girard, J. H., *et al.* 2013, *A&A*, 553, L5  
 Johnson, J. A., Butler, R. P., Marcy, G. W., *et al.* 2007, *APJ*, 670, 833  
 Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., *et al.* 2009, *A&A*, 493, L21  
 Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *APJ*, 641, 556  
 Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., *et al.* 2008, *Science*, 322, 1348  
 Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., *et al.* 1996, *Icarus*, 124, 62  
 Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., *et al.* 2013, *A&A*, 553, A60  
 Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., *et al.* 2013, arXiv:1305.7428

# Search for cool giant exoplanets around young and nearby stars

## VLT/NaCo near-infrared phase-coronagraphic and differential imaging <sup>★</sup>

A.-L. Maire<sup>1,2</sup>, A. Boccaletti<sup>3</sup>, J. Rameau<sup>4</sup>, G. Chauvin<sup>4</sup>, A.-M. Lagrange<sup>4</sup>, M. Bonnefoy<sup>5</sup>, S. Desidera<sup>2</sup>, M. Sylvestre<sup>3</sup>, P. Baudoz<sup>3</sup>, R. Galicher<sup>3</sup>, and D. Mouillet<sup>4</sup>

<sup>1</sup> LUTH, Observatoire de Paris, CNRS and University Denis Diderot Paris 7, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

<sup>2</sup> INAF - Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell'Osservatorio 5, 35122 Padova, Italy  
e-mail: annelise.maire@oapd.inaf.it

<sup>3</sup> LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, University Pierre et Marie Curie Paris 6 and University Denis Diderot Paris 7, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

<sup>4</sup> IPAG, Université Joseph Fourier, CNRS, BP 53, 38041 Grenoble, France

<sup>5</sup> Max-Planck-Institut für Astronomie, Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany

Received 19 November 2013 / Accepted 12 April 2014

### ABSTRACT

**Context.** Spectral differential imaging (SDI) is part of the observing strategy of current and future high-contrast imaging instruments. It aims to reduce the stellar speckles preventing the detection of cool planets, using in/out methane-band images. It attenuates the signature of off-axis companions to the star, like angular differential imaging (ADI). However, this attenuation is dependent on the spectral properties of the low-mass companions we are searching for. The implications of this particularity on the estimation of the detection limits have been poorly explored so far.

**Aims.** We perform an imaging survey to search for cool ( $T_{\text{eff}} < 1\,000\text{--}1\,300\text{ K}$ ) giant planets at separations as close as 5–10 AU. We also aim to assess sensitivity limits in SDI data taking into account the photometric bias. Doing so, we will have a better view of the SDI performance.

**Methods.** We observe a selected sample of 16 stars (age < 200 Myr, distance < 25 pc) with the phase-mask coronagraph, SDI, and ADI modes of VLT/NaCo.

**Results.** We do not detect any companions. As for the estimation of the sensitivity limits, we argue that the SDI residual noise cannot be converted into mass limits because it represents a differential flux, contrary to what is done for single-band images, in which fluxes are measured. This results in degeneracies for the mass limits, which may be broken with the use of single-band constraints. We employ instead a method to directly determine the mass limits and compare the results from a combined processing SDI-ADI (ASDI) and ADI. The SDI flux ratio of a planet is the critical parameter for the ASDI performance at close-in separations ( $\lesssim 1''$ ). The survey is sensitive to cool giant planets beyond 10 AU and 30 AU for 65% and 100% of the sample.

**Conclusions.** For close-in separations, the optimal regime for SDI corresponds to SDI flux ratios higher than  $\sim 2$ . According to the BT-Settl model, this translates into  $T_{\text{eff}} \lesssim 800\text{ K}$ , which is significantly lower than the methane condensation temperature ( $\sim 1300\text{ K}$ ). The methods described here can be applied to the data interpretation of SPHERE. In particular, we expect better performance with the dual-band imager IRDIS, thanks to more suitable filter characteristics and better image quality.

**Key words.** planetary systems – instrumentation: adaptive optics – methods: observational – methods: data analysis – techniques: high angular resolution – techniques: image processing

## 1. Introduction

The search for exoplanets by direct imaging is challenged by very large brightness ratios between stars and planets at short angular separations. Current facilities on large ground-based telescopes or in space allow to reach adequate contrasts, and have revealed a few planetary-mass objects (Marois et al. 2008; Marois et al. 2010b; Lagrange et al. 2009; Rameau et al. 2013b; Kuzuhara et al. 2013) either massive ( $>3$  Jupiter masses or  $M_J$ ) and young (<100–200 Myr) or with large angular separations ( $>1''$ ). Even though some of them are questioned (Kalas et al. 2008), these objects likely represent the top of the giant planet population at long periods. Therefore, they are very important

to understand the planet formation mechanisms. These discoveries have been favored by long-standing instrumental developments like adaptive optics (AO) and coronagraphy, but also owing to dedicated observing strategies and post-processing methods like differential imaging. The purpose of differential imaging is to attenuate the stellar speckles, which prevent the detection of faint planets around the star. More precisely, a reference image of the star is built and subtracted to the science images. Several kinds of differential imaging have been proposed in the last decade. Angular differential imaging (ADI) takes advantage of the field rotation occurring in an alt-az telescope (Marois et al. 2006a). Spectral differential imaging (SDI) exploits the natural wavelength dependence of a star image (Racine et al. 1999). An extension of this technique consists in using the spectral information in many spectral channels, provided for instance by an integral field spectrometer (Sparks & Ford 2002; Thatte et al.

<sup>★</sup> Based on observations collected at the European Southern Observatory, Chile, ESO programs 085.C-0257A, 086.C-0164A, and 088.C-0893A.



2007; Crepp et al. 2011; Pueyo et al. 2012). Polarimetric differential imaging uses differences between the polarimetric fluxes of the star and the planet/disk (Kuhn et al. 2001), but has not permitted any planet detections so far. Introducing a difference between star and planet properties allows to differentiate the unwanted stellar speckles from the much fainter planet signals. Still, achieving high performance with these methods also requires a good knowledge of the instrument behavior and biases.

Large direct imaging surveys have tentatively constrained the frequency of young giant planets at long periods ( $\geq 10$ – $20$  AU) to  $\sim 10$ – $20\%$  (for e.g., Lafrenière et al. 2007; Chauvin et al. 2010; Vigan et al. 2012; Rameau et al. 2013a; Wahhaj et al. 2013a; Nielsen et al. 2013; Biller et al. 2013). Typical contrasts of 10 to 15 magnitudes were obtained but for separations beyond  $\sim 1''$ . Consequently, the occurrence of young giant planets down to a few Jupiter masses was mostly investigated at physical separations from  $\sim 10$  AU to hundreds of AU,  $\beta$  Pictoris b being the object detected with the closest separation (8 AU, Lagrange et al. 2010). To analyze closer-in, colder, and less-massive giant planets, we need to push further the contrast performance. For this very purpose, several new-generation imaging instruments are now ready to start operations, like SPHERE (Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch, Beuzit et al. 2008) and GPI (Gemini Planet Imager, Macintosh et al. 2008). They were built to take advantage of several high-contrast imaging techniques in particular extreme AO, advanced coronagraphy, ADI, and SDI.

The evolutionary models extrapolated from stellar mechanisms (Burrows et al. 1997; Chabrier et al. 2000) predict that jovian planets are very hot when formed; they cool over time and can be relatively bright at young ages<sup>1</sup>. SDI (Racine et al. 1999) is intended to take advantage of the presence of a methane absorption band at  $\sim 1.6 \mu\text{m}$  in the spectra of cool ( $\leq 1300$  K) giant planets (Burrows et al. 1997; Chabrier et al. 2000), while the star is not expected to contain this chemical element. Thus, this spectral feature provides an efficient tool to disentangle stellar speckles from planet signal(s). SDI offers the potential to reach the detection of planets with lower masses than those already discovered by direct imaging. However, spectroscopic observations of a few young giant planets have shown only weak absorption by methane in the H band, which could be explained by the low surface gravity of these objects (Barman et al. 2011a,b; Oppenheimer et al. 2013; Konopacky et al. 2013).

In practice, SDI also produces a significant attenuation of the planet itself, because the latter is present in the reference image used for the speckle subtraction. This attenuation has to be quantified to derive its photometry accurately. To date, only two independent surveys were performed using SDI with the Very Large Telescope (VLT) as well as the Multiple Mirror Telescope (MMT) (Biller et al. 2007), and with the Gemini South telescope (Biller et al. 2013; Nielsen et al. 2013; Wahhaj et al. 2013a), but have not reported yet any detections of planetary-mass objects. The non-detection results were exploited to assess the frequency of giant planets at long periods. Nielsen et al. (2008) did not consider the biases introduced by SDI for their analysis, contrary to Biller et al. (2013), Nielsen et al. (2013), and Wahhaj et al. (2013a) for the statistical analysis of the NICI Campaign. The observing strategy of the NICI Campaign is based on the complementarity of two observing modes in order to optimize the survey sensitivity: ADI (Marois et al. 2006a), and the combina-

tion of SDI and ADI (ASDI). These two observing modes are not performed simultaneously on the same target, because the spectral filters used are different (large-band and narrow-band respectively). The ADI and ASDI contrast curves presented in Biller et al. (2013), Nielsen et al. (2013), and Wahhaj et al. (2013a) are corrected from the attenuation and the artifacts produced by the reduction pipeline except for the SDI part (for the ASDI curves), because the attenuation is dependent on the spectral properties of a planet. Nevertheless, this point is taken into account for the study of the planet frequency. Both ADI and ASDI contrast curves are considered in this analysis, but only the best detection limit is finally used. The results are essentially consistent with the previous surveys. We note that Biller et al. (2013) and Nielsen et al. (2013) do not report ASDI mass detection limits for individual targets, because of the particularities of the SDI attenuation. Wahhaj et al. (2013a) present individual mass detection limits combining ADI and ASDI, using the contrast-mass conversion based on evolutionary models. We argue in this work that this method is inadequate for interpreting dual-band imaging data analyzed with SDI-based algorithms. Our arguments are also relevant to IFS data processed with similar techniques (Sparks & Ford 2002; Crepp et al. 2011; Pueyo et al. 2012).

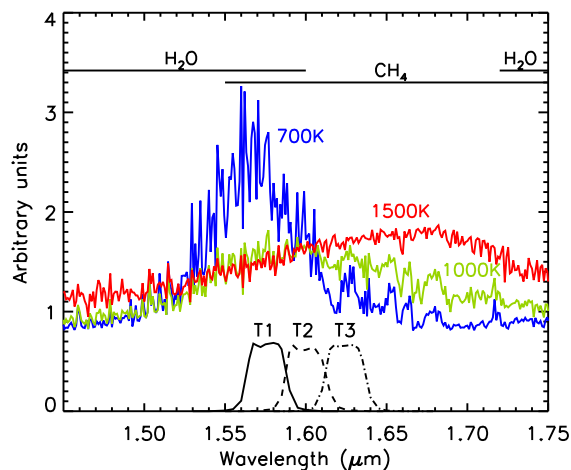
In this paper, we present the outcome of a small survey of 16 stars performed with NaCo (Nasmyth Adaptive Optics System and Near-Infrared Imager and Spectrograph), the near-IR AO-assisted camera of the VLT (Rousset et al. 2003; Lenzen et al. 2003). Our prime objective is to observe a selected sample of young ( $\leq 200$  Myr) and nearby ( $\leq 25$  pc) stars to search for massive but cool gas giant planets at separations as small as 5–10 AU. For this purpose, we combine state-of-the-art high-contrast imaging techniques similar to those implemented in SPHERE (Beuzit et al. 2008). Our second objective is to address the problem of assessing detection limits in SDI data, which is important when it falls to very short angular separations ( $< 0.5$ – $1''$ ), and to determine the condition(s) for which SDI gives the optimal performance. This last topic has not been addressed so far in the literature. Contrary to the NICI Campaign, we carry out the observations of the survey with only one observing mode, ASDI. We consider ASDI and ADI for the reduction and analysis of the same data set, thus allowing the comparison of the performances of these differential imaging techniques. This paper is designed to focus on the astrophysical exploitation of the survey, based on a simple, straightforward, and robust method to account for the photometric bias induced by SDI. A subsequent paper will analyze in the very details the biases of SDI data reduction and proper estimation of the detection performance (Rameau et al., in prep.). The methods and results presented in these papers may serve as a basis for the interpretation of future large surveys to be performed with SPHERE and GPI.

We describe the sample selection in Sect. 2. Then, we detail the observing strategy, the data acquisition, and the reduction pipeline (Sect. 3). In Sect. 4, we explain the problem of assessing detection limits in SDI, which requires an analysis different from the method usually considered for direct imaging surveys. We also introduce the method we use for the interpretation of our survey. We present ADI and ASDI detection limits and carry out a detailed study of the SDI performance in Sect. 5. Finally, we discuss the broad trends of the survey in Sect. 6.

## 2. Target sample

The survey presented in this paper has been optimized to search for cool ( $< 1300$  K, the condensation temperature of methane) giant planets around the closest young stars. Our approach is to

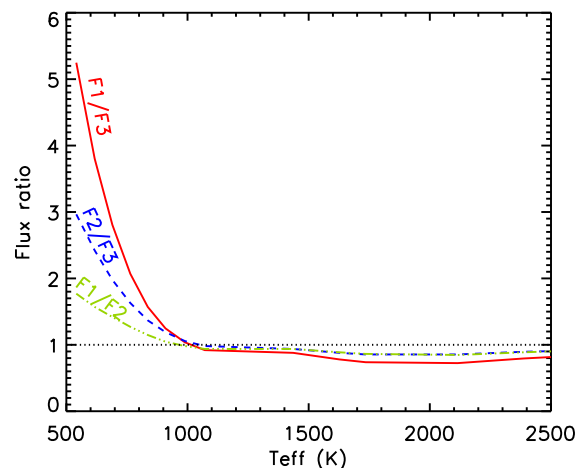
<sup>1</sup> We note that “cold-start” models (Marley et al. 2007; Fortney et al. 2008; Spiegel & Burrows 2012; Mordasini et al. 2012) also predict bright planets at young ages but fainter than those in “hot-start” models.



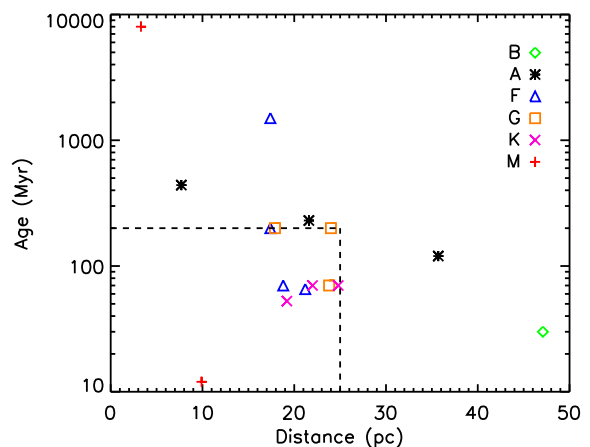
**Fig. 1.** Spectra ( $F_i$ ) of model atmospheres of giant planets for different effective temperatures (colored solid lines, BT-Settl models from Allard et al. 2012). Each spectrum is normalized to its value at 1.6  $\mu\text{m}$  and is vertically shifted by a constant. The transmission of the three SDI filters of NaCo ( $T_1$ ,  $T_2$ , and  $T_3$ ) are shown in black lines with different styles. Theoretical absorption bands of water and methane are also indicated. The vertical scale is linear.

use NaCo with an observing strategy similar to one of the main observing modes foreseen in SPHERE, namely dual-band imaging coupled to coronagraphy and angular differential imaging, to improve the detection performance at small angular separations in the 0.2–0.5'' region (i.e., 5–12 AU for a star at 25 pc). We observed a defined sample of stars optimized in age and distance so as to explore the closest physical separations in the stellar environment and to fully exploit the NaCo differential imaging capabilities for the detection of planets with cool atmospheres (i.e. with methane features at  $\sim 1.6 \mu\text{m}$ ). Figure 1 shows theoretical spectra of giant planets for effective temperatures of 1 500, 1 000, and 700 K, as well as the transmission of the SDI filters of NaCo. We note three distinct regimes for the differential fluxes between the SDI filters (see also Fig. 2). For effective temperatures greater than  $\sim 1 500$  K, there is no methane absorption and the spectrum shows a positive slope ( $F_3 > F_2 > F_1$ , with  $F_1$ ,  $F_2$ , and  $F_3$  the fluxes in the filters at 1.575, 1.600, and 1.625  $\mu\text{m}$  respectively). When effective temperatures range from  $\sim 1 500$  down to 1 000 K, methane begins to condense in the atmosphere and to absorb partially the emergent flux longwards 1.55  $\mu\text{m}$ . The fluxes in the SDI filters are nearly identical. This regime is the worst case for SDI as the self-subtraction results in little to no flux left in the final image for small separations. Finally, for temperatures lower than  $\sim 1 000$  K, methane absorbs strongly the emergent flux for wavelengths beyond 1.55  $\mu\text{m}$  and the SDI flux ratios are the largest. This regime is the optimal case for SDI.

Based on a complete compilation of young and nearby stars recently identified in young co-moving groups and from systematic spectroscopic surveys, a sub-sample of stars, mostly AFGK spectral types, has been selected according to their declination ( $\delta \lesssim 25^\circ$ ), age ( $\lesssim 200$  Myr), distance ( $d \lesssim 25$  pc), and R-band brightness ( $R \lesssim 9.5$ ) to ensure deep detection performances. The age cut-off ensures that the cool companions detected will have masses within the planetary mass regime. Most targets are members of the nearest young stellar associations, including the AB Doradus (AB Dor) and Hercules-Lyra (Her-Lyr) groups (López-Santiago et al. 2006). The distance cut-off ensures that 1/ the probed projected separations are  $> 5$ –10 AU, and 2/ these targets are the most favorable for the detection of



**Fig. 2.** Flux ratio as a function of the effective temperature derived for the NaCo SDI filters (Fig. 1).  $F_1$ ,  $F_2$ , and  $F_3$  refer to the fluxes in the filters at 1.575, 1.600, and 1.625  $\mu\text{m}$  respectively. The theoretical relations are derived for a given age of 70 Myr, so the surface gravity of the object is not constant (it increases from 3.75 to 4.75 for the plot range). We also consider the same photometric zero-point for all the SDI filters.



**Fig. 3.** Age-distance diagram of the star sample observed in the NaCo SDI survey. The dashed lines indicate the criteria used for the sample selection (age  $\lesssim 200$  Myr and distance  $\lesssim 25$  pc).

cool companions, necessary to fully exploit SDI. The targets are brighter than  $H = 6.5$  to ensure good sensitivity with the narrow ( $\Delta\lambda = 0.025 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda/\lambda \sim 1.6\%$ ) SDI filters of NaCo, while they are bright enough in the visible to allow good AO efficiency.

The properties of the 16 observed targets are summarized in Table 1 and Fig. 3. The spectral types and the distances are taken from the SIMBAD database<sup>2</sup>, and the H-band magnitude from the 2MASS catalog (Cutri et al. 2003). The ages are derived from individual sources listed in Table 1. The targets that do not comply with the selection criteria given above are either backup targets or targets for which the age was underestimated at the time of the observing proposal.

### 3. Observations and data reduction

#### 3.1. Observing strategy

NaCo offers several high-contrast imaging modes and the objective of our program was to take advantage of those that are

<sup>2</sup> <http://simbad.u-strasbg.fr/>.

**Table 1.** Observational and physical properties of the observed targets.

Name	$\alpha$ [J2000]	$\delta$ [J2000]	SpT	$d$ (pc)	Moving group	Age (Myr)	Ref.	$H$ (mag)
HIP 98470	20h00m20s	-33°42'12"	F7V	21.2		70 <sup>a</sup>	1	4.64
HIP 107350	21h44m31s	+14°46'19"	G0V	17.9	Her-Lyr	200	2,11	4.60
HIP 118008	23h56m11s	-39°03'08"	K2V	22.0	AB Dor	70	3,9,11	6.00
HD 10647	01h42m32s	-53°44'27"	F9V	17.4		1 500	11	4.40
HIP 76829	15h41m11s	-44°39'40"	F5V	17.4	Her-Lyr?	200	1,2	3.73
HIP 102409	20h45m10s	-31°20'27"	M1V	9.9	$\beta$ Pic	12	3,9	4.83
HIP 106231	21h31m02s	+23°20'07"	K5-7V	24.8	AB Dor	70	3,9,11	6.52
HIP 114046	23h05m52s	-35°51'11"	M2V	3.3		8 000	1	3.61
HIP 7576	01h37m35s	-06°45'38"	G5V	24.0	Her-Lyr	200	2,11	5.90
HIP 14555	03h07m56s	-28°13'11"	K8V	19.2		50 <sup>b</sup>	8	6.58
HIP 10602	02h16m31s	-51°30'44"	B8IV-V	47.1	Tuc-Hor	30	1,3,9	3.95
HIP 18859	04h02m37s	-00°16'08"	F6V	18.8	AB Dor	70	3,9,11	4.34
HD 31295	04h54m54s	+10°09'03"	A0V	35.7		120	5	4.52
HD 38678	05h46m57s	-14°49'19"	A2IV-V	21.6	Cas?	230	6,7,10	3.31
HIP 30314	06h22m31s	-60°13'07"	G1V	23.8	AB Dor	70	3,9,11	5.16
Fomalhaut	22h57m39s	-29°37'20"	A4V	7.7	Cas?	440	4	0.94

**Notes.** Are given the name, right ascension, declination, spectral type, distance, co-moving group, mean estimated age, and magnitude in H band. The co-moving groups indicated in the Table are Hercules-Lyra (Her-Lyr), AB Doradus (AB Dor),  $\beta$  Pictoris ( $\beta$  Pic), Tucana-Horologium (Tuc-Hor), and Castor (Cas).

<sup>(a)</sup> We adopt a prior age estimation with respect to the work of Desidera et al., submitted. Our age estimate is slightly younger than the mean value derived by the latter, but within the range of plausible values. <sup>(b)</sup> HIP 14555 is a nearby and very active late K dwarf for which the small amount of lithium in the spectrum (Torres et al. 2006) indicates an age of  $\sim 50$  Myr. It is also reported to be a double-lined spectroscopic binary without further details (Gizis et al. 2002). Therefore, as discussed in Makarov et al. (2008), we can not exclude that it is a tidally-locked binary with significantly older age.

**References.** (1) Desidera et al., submitted; (2) López-Santiago et al. (2006); (3) Malo et al. (2013); (4) Mamajek (2012); (5) Rhee et al. (2007); (6) Su et al. (2001); (7) Su et al. (2006); (8) Torres et al. (2006); (9) Torres et al. (2008); (10) Vican (2012); (11) Vigan et al., in prep.

relevant to test the interpretation of the SPHERE data. We combined the four-quadrant phase mask (FQPM, Rouan et al. 2000), the pupil tracking mode, which allows ADI observations, and the SDI mode, which is based on the concept of the TRIDENT instrument on the Canada-France-Hawaii Telescope (Marois et al. 2003). In this section, we refer to the combination of these techniques as ASDI-4, or ASDI when the FQPM is not used (for reasons related to the observing conditions, see Sect. 3.2). In the latter case, the images were saturated to compensate the loss of dynamic at the cost of a higher photon noise in the inner part of the PSF. Phase masks were installed in NaCo as soon as 2003 (Boccaletti et al. 2004) and have produced astrophysical results (Gratadour et al. 2005; Riaud et al. 2006; Boccaletti et al. 2009, 2012). Although the star attenuation provided by the FQPM is chromatic, Boccaletti et al. (2004) show that the contrast achieved for a given spectral band is not limited by chromaticity effects due to the spectral resolution and/or small differential aberrations, because the coherent energies measured by the wavefront sensor are modest ( $\lesssim 50\%$  at 2.17 microns). This will also be the case in H band, for which the AO correction is worse. The SDI mode is based on a double Wollaston prism (Lenzen et al. 2004; Close et al. 2005), which produces four sub-images on the detector in front of which is set a custom assembly of three narrow-band filters (Fig. 4, left). The central wavelengths of these filters are  $\lambda_1 = 1.575 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_2 = 1.600 \mu\text{m}$ , and  $\lambda_{3a} = \lambda_{3b} = 1.625 \mu\text{m}$ <sup>3</sup>. The platescale of the SDI camera is  $\sim 17$  mas/pix. SDI was upgraded in 2007 to provide a larger

field of view ( $8'' \times 8''$ , limited by a field mask to avoid contamination between the sub-images) and a lower chromatic dispersion of each point spread function (PSF). The differential aberrations between the four images were measured to be lower than 10 nm rms per mode for the first Zernike modes using phase diversity (Lenzen et al. 2004). The combination of the FQPM and SDI modes was commissioned by some of us using AB Dor ( $H = 4.845$ ) as a test bench (Boccaletti et al. 2008). The seeing conditions estimated by the Differential Image Motion Monitor (DIMM) were good ( $0.78 \pm 0.12''$ ,  $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ ), as well as the coherent energy measured by the visible ( $0.45\text{--}1 \mu\text{m}$ ) AO wavefront sensor ( $52 \pm 4\%$ ,  $\lambda = 2.17 \mu\text{m}$ ). We measured a noise level in contrast with respect to the star as small as  $10^{-4}$  at only  $0.2''$  after applying SDI and ADI on 10 images covering  $50^\circ$  of parallactic rotation (exposure time of 936 s for each image). However, this noise level does not take into account the self-subtraction of off-axis objects occurring in SDI. Consequently, it cannot be used to derive mass constraints on detectable companions.

Assuming that atmospheric speckles average out over time, both SDI and ADI are intended to attenuate the quasi-static stellar speckles. In ADI, the quasi-static speckles located in pupil planes are kept at a relatively stable position with respect to the detector while the field of view rotates in a deterministic way. The ability of ADI to suppress speckles is directly dependent on the stability of the telescope, the AO correction, and the instrument. In SDI, images at different wavelengths are obtained simultaneously, and the quasi-static speckles move radially while an off-axis object (a planet for instance) remains at the same position. The performance of SDI is limited by the differential aber-

<sup>3</sup> The beams corresponding to the  $I_{3a}$  and  $I_{3b}$  images are formed by the double Wollaston prism but pass through the same SDI filter.



**Table 2.** Log of the observed targets.

Name	Observing date	Mode	$\Delta PA$ (°)	DIT (s)	NDIT	$N_{\text{exp}}$	$\epsilon$ (")	$\tau_0$ (ms)	CE (%)	Image bin	# frames mastercube	Exp. time (s)
HIP 98470	2010.08.20	ASDI-4	102	8	8/2	24+39	1.03	8.3	9.5	2	118	1 888
HIP 107350	2010.08.20	ASDI-4	35	8	4	81	0.70	7.8	44.3	2	153	2 448
HIP 118008	2010.08.20	ASDI	72	20	2/11	5+13	1.05	7.2	37.8	1	144	2 880
HD 10647	2010.08.20	ASDI-4	48	5	12/6	8+66	0.92	6.7	29.8	3	151	2 265
HIP 76829	2010.08.21	ASDI-4	15	3	10	41	0.83	5.5	44.3	5	73	1 095
HIP 102409	2010.08.21	ASDI-4	26	10	3	78	1.30	3.6	44.0	2	77	1 540
HIP 106231	2010.08.21	ASDI-4	10	30	1	31	1.83	2.3	2.9	1	30	900
HIP 114046	2010.08.21	ASDI-4	94	3	10	74	1.26	3.6	40.2	4	135	1 620
HIP 7576	2010.08.21	ASDI-4	31	30	1	68	1.02	3.1	45.7	1	65	1 950
HIP 14555	2010.08.21	ASDI-4	66	30	1	76	1.16	3.3	36.8	1	74	2 220
HIP 10602	2010.12.18	ASDI-4	41	4	8	70	0.92	5.1	42.9	4	136	2 176
HIP 18859	2010.12.18	ASDI-4	41	5	6	69	0.85	5.7	35.5	2	201	2 010
HD 31295	2010.12.19	ASDI-4	32	8	4	62	1.40	4.0	25.0	2	115	1 840
HD 38678	2010.12.19	ASDI	62	2.5	100	11	1.39	3.3	31.2	8	127	2 540
HIP 30314	2010.12.19	ASDI-4	15	15	2	19	1.70	2.9	20.1	1	30	450
Fomalhaut	2011.10.09	ASDI	155	0.5	100	128	0.85	4.0	38.1	50	244	6 100

**Notes.**  $\Delta PA$  refers to the amplitude of the parallactic rotation, DIT (Detector Integration Time) to the single exposure time, NDIT (Number of Detector InTegrations) to the frame number in a single datacube,  $N_{\text{exp}}$  to the number of datacubes of the observing sequence,  $\epsilon$  to the seeing,  $\tau_0$  to the mean correlation time of the atmospheric turbulence, and CE to the coherent energy during the observations. The seeing is measured by the DIMM at 0.5  $\mu\text{m}$ , hence includes high-frequency terms unseen by the AO wavefront sensor. The two last quantities are estimated by the AO system at 0.55  $\mu\text{m}$  and 2.17  $\mu\text{m}$  respectively. The next three columns indicates the image binning used for the construction of the science mastercube (Sect. 3.3.1), the number of frames in the mastercube, and the corresponding total exposure time on the target. For the observing mode, ASDI-4 refers to FQPM+SDI+ADI and ASDI to SDI+ADI.

rations and the chromatic dependence of the speckles, which is considered linear in first approximation. If this is true for the geometrical aspect (position and size of the speckles), the phase wavelength dependence can be non linear due to chromatism (Marois et al. 2006b). The two techniques benefit to each other if combined. In this work, they are combined sequentially with SDI first to attenuate the temporal dependence of the speckles and then ADI to reduce the impact of chromaticity.

### 3.2. Data acquisition

The data result from three programs carried out in August 2010 (085.C-0257A) and December 2010 (086.C-0164A) in visitor mode, as well as in October 2011 (088.C-0893A) in service mode. The observing log is given in Table 2. The observing conditions vary from median (mean seeing  $\epsilon = 0.7\text{--}1''$ ) to very bad ( $\epsilon > 1.4''$ ). The durations of the observing sequences are 30–180 min. The amplitude of the parallactic rotation  $\Delta\theta$  varies from  $10^\circ$  to  $155^\circ$  according to the observing time and the star’s declination. For the ASDI-4 observations, the single exposure time (DIT) is chosen to fill  $\sim 80\%$  of the full well capacity of the detector (15 000 ADU). For the ASDI observations, the star’s image is saturated to a radius of  $\sim 5\text{--}7$  pixels to increase the dynamic range in the regions of interest. Because the field of view is relatively small, the azimuthal smearing of off-axis point sources remains negligible even for the largest DIT value (30 s). A data set is composed of  $N_{\text{exp}}$  datacubes containing DIT $\times$ NDIT frames.

Due to a defect in the setting of the pupil tracking mode, the star image drifts across the detector<sup>4</sup>. This is a very unfavorable situation for coronagraphy, especially for high zenithal angles. For this reason, each datacube is limited to a duration of 30–

60 s in order to adjust the star image behind the coronagraphic mask on-line. For HIP 118008 and HD 38678, we did not use the coronagraph because of a large drift and very unstable observing conditions respectively. For Fomalhaut, the coronagraphic mask was not allowed in service mode at the time of the observation.

At the end of each observing sequence, a few sky frames are acquired around the observed star, essentially for the purpose to subtract the detector bias (the sky itself being fainter than the bias for the narrow SDI filters<sup>5</sup>). Before each observing sequence, we record out-of-mask images of the star, with or without a neutral density filter depending on the star magnitude, to determine the PSF and to serve as a photometric calibration.

### 3.3. Data reduction

The data are reduced with the pipeline described in Boccaletti et al. (2012), which was modified to take into account the specificities of SDI data. This pipeline operates in two steps:

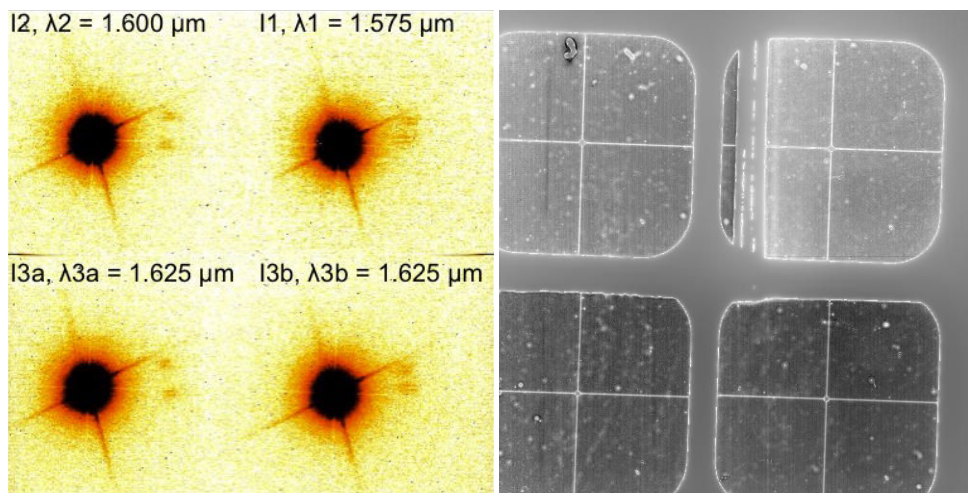
1. Step 1: the construction of the “reduced” mastercubes for the science images and the PSF;
2. Step 2: the application of the differential imaging methods, SDI and/or ADI.

#### 3.3.1. Science and PSF “reduced” mastercubes

An example of a single frame recorded at the detector is shown in Fig. 4 (left). In the first step, all single frames are corrected for bad pixels and flat field. However, when using the FQPM combined to SDI, the flat field (FF) correction requires a particular

<sup>5</sup> The exposure time beyond which the background noise regime is reached for the SDI filters without the neutral density is  $\sim 1\,400$  s (<http://www.eso.org/observing/etc/>).

<sup>4</sup> This problem was corrected in October 2011 (Girard et al. 2012).



**Fig. 4.** *Left:* Single raw image of a target star provided by the SDI mode of NaCo. The wavelength of the four sub-images is from the top right in the anti-clockwise direction: 1.575, 1.600, 1.625, and 1.625  $\mu\text{m}$ . The image is thresholded and the scale is logarithmic. *Right:* Flat-field image of the SDI filters (the vertical bars of the filter support are visible in the top half of the image), the double Wollaston prism (which produces the four sub-images) and the FQPM (the cross visible in each sub-image). The image scale is linear. Both image sizes are 1 026 pixels  $\times$  1 024 pixels and the field of view of each sub-image is  $8'' \times 8''$ . The cut of the images seen on their left side is due to the position of the field selector on the light beam. Note the inverted tints of both images.

attention. Several optical elements are involved in this configuration (the FQPM, the Wollaston prism, the SDI filters), each being located on different filter wheels. Some of them are close to a focus (the FQPM and the SDI filters), so are very sensitive to dust features. The latter (Fig. 4, right) generate variations of the pixel transmission as large as 20%. Given the accuracies of the wheel positioning, the relative positions of the optical elements are not the same from one observation to another.

The detector FF is measured on twilights with the H-band filter. Standard calibrations obtained with the internal lamp provide the FF of some combinations of elements (SDI filters, SDI filters + Wollaston prism, SDI filters + Wollaston prism + FQPM). A FF of all the optical elements (SDI filters + Wollaston prism + FQPM) is shown in Fig. 4 (right) for illustration. We can see for each sub-image the square-rounded-corner field stop and the trace of the FQPM transitions (cross). Note also the edges of the filter assembly (one edge appears in the upper right sub-image). From these calibrations, we extract the FF of each individual elements. Then, for most targets, an image of the configuration SDI filters + Wollaston prism (+ FQPM) is recorded at the beginning of the observation. This image cannot be used as a FF because of a poor signal-to-noise ratio (integration time of 2 s instead of 9 s for a regular FF). Instead, it is used as a reference for the re-alignment of the individual FFs to produce a combined FF. For two stars (HIP 10602 and HIP 18859), the pre-imaging of the configuration is not recorded. For these cases, in addition to the detector FF, we only correct for the averaged transmission in each sub-image. Therefore, the small-scale patterns like dust features on the FQPM are not removed. Finally, the FF is normalized to the median value over the pixels containing signals, hence excluding the field stop and the edges of the filter assembly. The averaged transmission factors in the SDI quadrants are  $\sim 0.93$ ,  $\sim 0.95$ , and  $\sim 1.07$  for the sub-images  $I_1$ ,  $I_2$ , and  $I_{3a}/I_{3b}$  respectively. The precision of the FF correction is 10–20% for the two stars without the pre-imaging of the instrumental configuration. It is  $\sim 4\%$  for the other targets and set by the centering precision of the regular FF (0.2 pixels).

For the PSF images, several datacubes are recorded each containing several frames. For a datacube, we subtract a mean

sky background image of the same duration than the individual images, extract the SDI quadrants, recenter the star image on the central pixel using gaussian fitting, and average these frames. All datacubes are processed similarly and then averaged, producing a  $(x, y, \lambda)$  PSF mastercube normalized in ADU/s and corrected for the neutral density transmission ( $1.23\% \pm 0.05\%$  as reported in Boccaletti et al. 2008; Bonnefoy et al. 2013a, we actually use 1/80 in the data reduction).

For the science images, the first important step is the selection of frames, and in particular the rejection of open AO loops. The selection is based on the number of pixels  $\nu_f$  ( $f$ , the index of a frame) in a given sub-image (Fig. 4, left) for which the flux is superior to an intensity threshold. This quantifies the width of the star image, a close-loop image having more pixels above this threshold than an open-loop image. After trials, we set this threshold to 60% of the maximum flux measured on a single datacube. Then, we retain the images for which the number of pixels  $\nu_f$  is greater than 40% (70%) of the maximum value of  $\nu_f$  for coronagraphic (saturated) data. The threshold is higher for saturated images, since the flux can be high even in open-loop images. Our procedure performs an efficient rejection of the open-loop images. The selected frames are averaged per groups of a few units in order to reduce the frame number in the final mastercube to about a hundred or so (issue related to computing time when applying the differential imaging, Sect. 3.3.2). The binning values ensure that the smearing of off-axis point sources at the edges of the images remains negligible. If the frame bin is not an integer multiple of the number of frames in a datacube after selection, the remaining frames are averaged and accounted in the mastercube. For the purpose of ADI, a vector of parallactic angles (averaged in a frame bin) is saved. Then, an averaged sky background image is subtracted out frame by frame to the mastercube. We do not apply any linearity correction on the raw frames. However, the non-linear regions are not taken into account for the image normalization (the PSF are not saturated) or the estimation of the flux rescaling factor for the SDI processing (Sect. 3.3.2). No astrometric calibration is applied, hence the orientation of the True North is known with low accuracy ( $0.5$ – $1^\circ$ ).

In addition to filter open-loop images during the construction of the mastercube, a second level of selection is applied to the mastercube in order to reject the frames of lower quality (poor AO correction, large seeing, large offset from the coronagraphic mask, etc). For these data, we base our statistical analysis on the total flux in one sub-image, but other criteria are available in our pipeline. The frames departing from the median flux by  $X$  times the standard deviation are eliminated from the mastercube. For most stars in our sample, we use  $X=2$  (5% of images rejected), except for Fomalhaut for which we select  $X=3$  (1% of images rejected). These values are chosen to reject the worst frames, while reducing the discontinuities in the temporal sequence. Indeed, large temporal discontinuities introduce biases in the ADI construction of the star reference image. In particular, the observing sequence on Fomalhaut suffers from large discontinuities. After selection, the vector of parallactic angles is updated and the temporal mastercube  $(x, y, t)$  is separated to form a 4-dimensional  $(x, y, t, \lambda)$  mastercube.

Before the registration of the “reduced” mastercube, the frames for each sub-image are recentered using function fitting. For saturated images, the most robust results are obtained with Moffat function fitting<sup>6</sup> (Moffat 1969), in which the central saturated region is assigned a null weight. For coronagraphic images, centroiding algorithms are not efficient, since the coronagraph alters the intensity and the shape of the star image as a non-linear function of the pointing. Therefore, we follow the same process as described in Boccaletti et al. (2012), where the fit of a Moffat function is applied on images thresholded at 1% of their maximum. It has the advantage to put the same weight in all pixels within a given radius to the star ( $\sim 0.75''$ ) and to damp the impact of non linearities in coronagraphic images.

In Table 2 (three last columns), we provide for all targets, the frame binning (number of co-added frames), the frame number in the science mastercube, and the total exposure time. The value of the latter is approximate as long as the number of frames per datacube is not always an integer multiple of the frame bin.

### 3.3.2. SDI and ADI algorithms

Since SDI is obtained from simultaneous images, it has the capability to reduce the impact of evolving stellar speckles, which usually limit the performance of ADI. Therefore, SDI should be applied in the first stage. The principle of SDI is already described in Racine et al. (1999), Marois et al. (2000), and Biller et al. (2007), but we briefly recall it for the purpose of this paper. Two images of a star (science image  $I_s$  and reference image  $I_r$ ) at different wavelengths but spectrally adjacent are aligned, set to the same spatial scale, scaled in intensity to correct for differential filter transmission and stellar flux variations, and finally subtracted. If we assume  $\lambda_r > \lambda_s$ , which corresponds to our data, this implies that the reference image  $I_r$  is reduced in size by a factor  $\lambda_r/\lambda_s$ . In our pipeline, the intensity scaling factor is derived from the ratio of the total fluxes measured in annuli of inner and outer radii  $0.2''$  and  $0.5''$  respectively. We did not optimize these values, but we checked that we are in the intensity linear regime. After the subtraction, the star contribution is strongly attenuated, while the signature of a putative planet is composed of a positive component at the separation of the planet and a nega-

tive component closer in separated by:

$$\Delta r = r_0 \left( 1 - \frac{\lambda_s}{\lambda_r} \right) \quad (1)$$

with  $r_0$  the planet separation in the science image  $I_s$ . As  $\Delta r$  increases with  $r_0$ , the overlapping between the positive and negative components of the planet decreases with the angular separation. The bifurcation point ( $r_b$ ), as defined by Thatte et al. (2007), is the angular separation beyond which the spacing between the positive and negative companion components is greater than the PSF width in the science image  $\lambda_s/D$  (with  $D$  the telescope diameter). Using this definition in Eq. (1) and rearranging the terms for expressing the bifurcation point, we obtain:

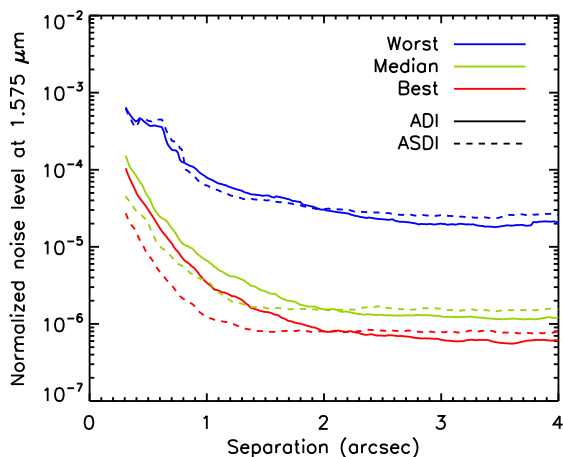
$$r_b = \frac{\lambda_s}{D} \times \frac{\lambda_r}{(\lambda_r - \lambda_s)} \quad (2)$$

In our data reduction, where four sub-images are available, we consider all subtractions. We note the subtraction  $I_{sr} = I_s - I'_r$ , with  $I'_r$  the reference image rescaled spatially and photometrically. Thus, the subtractions are  $I_{13a}$ ,  $I_{13b}$ ,  $I_{23a}$ ,  $I_{23b}$ , and  $I_{12}$  (Fig. 4, left). For the VLT ( $D = 8.2$  m), the bifurcation point is  $1.3''$  and  $2.6''$  for the two first and three last subtractions respectively. However, this is valid for diffraction-limited images (full width at half maximum FWHM = 40 mas), which is not the case for our data (FWHM = 57–120 mas). This implies that the point-source overlapping will be more important at a given separation, so the SDI performance will be degraded (Sect. 4.1).

We apply SDI to each couple of frames in the temporal sequence. An output 4-dimensional datacube is produced, with the number of subtractions as fourth dimension. ADI is applied at a second stage. We consider two algorithms, classical ADI (cADI, Marois et al. 2006a) and the Karhunen-Loève Image Processing (KLIP, Soummer et al. 2012). The processed image is smoothed on boxes of  $3 \times 3$  pixels, approximately the PSF FWHM, in order to filter the high-frequency noise. Finally, we derive the contrast levels of the residual noise using the standard deviation of the image residuals on rings of width 1 pixel for all separations. Figure 5 shows the median  $1-\sigma$  noise level of the survey with ADI and ASDI, together with the worst and best cases based on the performance reached at  $0.5''$ . We consider the image  $I_1$  for ADI and the subtraction  $I_{13b}$  for ASDI. We account for the attenuation of ADI for both methods by injecting seven synthetic planets in the raw data at separations of 0.3, 0.5, 1, 1.5, 2, 3, and  $4''$  in two directions separated by  $180^\circ$  to avoid overlapping (the largest parallactic rotation in the survey is  $155^\circ$ , Table 2). Nevertheless, we neglect the SDI attenuation, as it depends on the spectral properties of companions which could have been detected (Sect. 4). This is equivalent to assume that the companion contains methane and does not emit flux in the  $I_{3b}$  image. We note that the worse the observation quality the smaller the difference between the ADI and ASDI noise levels. For the median curves, we see that ASDI improves by a factor  $\sim 2-3.5$  the noise level at separations closer than  $1.5''$ , where speckle noise dominates over background noise. Nonetheless, ASDI slightly degrades the detection performance for larger separations, where background noise is the dominant source of noise. In particular, ASDI potentially offers a gain in angular resolution of  $0.2-0.4''$  to search for faint companions of a given contrast at separations of  $0.3-1''$ . We explain in Sect. 4 that while the residual noise can be used to determine the sensitivity limits in planet mass in ADI imaging, this method is no longer valid in SDI or ASDI imaging.

<sup>6</sup> The fit is performed using the IDL library `mpfit` developed by C. Markwardt and available at <http://www.physics.wisc.edu/~craigm/idl/fitting.html>.





**Fig. 5.** Residual noise in the  $I_1$  image expressed in contrast with respect to the star after ADI alone (solid lines) and after ASDI (dashed lines). We consider for ASDI the subtraction  $I_{13b}$ . We represent the median, best, and worst curves in the survey (colored curves, see text). We account for self-subtraction from ADI for all curves using synthetic planets, but not from SDI for the ASDI curves (see text).

### 3.4. Photometric errors

We summarize here the different sources of photometric errors in the data reduction and analysis which affect the noise levels shown in Fig. 5.

- the correction of the neutral density transmission. This transmission is measured with a precision of 4%;
- the correction of the pupil Lyot stop associated with the FQPM. This diaphragm is undersized by 10% in diameter with respect to the full aperture, so the geometrical throughput is 0.808. However, Boccaletti et al. (2008) report an uncertainty of 4% on this value, probably due to optical misalignments of the entrance pupil of NaCo. For the coronagraphic observations, we kept the Lyot stop for the measurement of the PSF to minimize this error source, except when the neutral density is used;
- the photometric stability due to variations of the AO correction and, for the coronagraphic observations, variations in the FQPM centering. The PSF is measured once at the beginning of the observing sequence. Consequently, we cannot estimate the temporal variability of the PSF. We use the science images and measure the variability of total intensity in an annulus between  $0.2''$  and  $0.5''$  (region in the linear regime) for all targets. The median value at  $1\sigma$  is 12% (range 6–17%).

## 4. SDI data analysis

In this section, we first introduce the theoretical formalism of the flux measurement in SDI-processed images (Sect. 4.1) and argue that, contrary to single-band imaging surveys, the residual noise cannot be converted into mass limits through evolutionary models, because it represents a differential flux. This differential flux can be accounted for by several planet masses, resulting in degeneracies for the mass limits (Sect. 4.2). The degeneracies can be broken with the use of single-band detection constraints. Finally, we describe the method used for the analysis of this survey, which is based on synthetic planets and model fluxes to directly determine the mass limits (Sect. 4.3).

### 4.1. SDI signature

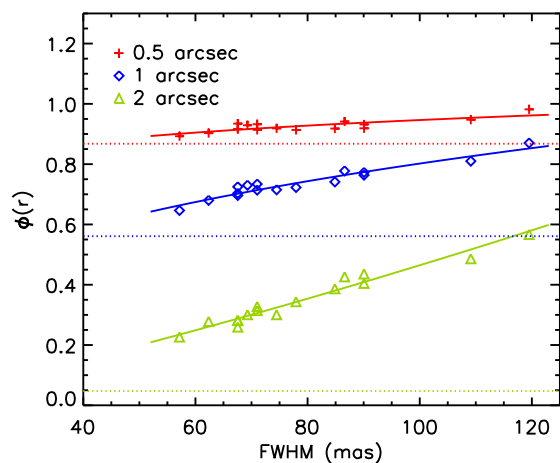
In the general context of high-contrast imaging with a single spectral filter, the detection limits are measured on contrast maps. In most cases, the azimuthal standard deviation is used to derive 1-dimensional contrast curves. These curves are then corrected from various attenuations (ADI and/or coronagraph) and converted into mass limits according to a given evolutionary model. The problem of SDI is different as we measure a differential intensity. The sign and modulus of this residual intensity at the location of an object depend on its spectral shape (at the first order determined from its temperature), as shown in Fig. 1, and on its separation in the image. It can be expressed as follows (no coronagraph and no ADI):

$$F_{sr} = F_s - F_r \times \alpha \times \phi(\mathbf{r}) \quad (3)$$

with  $F_s$  and  $F_r$  the object fluxes in the science and reference images,  $\alpha$  the intensity rescaling factor,  $\phi(\mathbf{r})$  the attenuation due to the spatial rescaling and  $\mathbf{r} = (r, \theta)$ . The dependency of  $\phi(\mathbf{r})$  on  $\theta$  is related to the PSF structure (see below).  $\phi(\mathbf{r}) = 1$  means that the planetary companion is close to the star so that the positive and negative components of its SDI signature mostly overlap and subtract each other. This is the worst case for SDI in terms of performance. On the contrary,  $\phi(\mathbf{r}) \approx 0$  means that the processing does not attenuate the planet intensity, i.e.  $F_{sr} \approx F_s$ , which is the optimal case. The factor  $\phi(\mathbf{r})$  can be determined for each radial separation and azimuthal direction using measured or modeled PSF in each couple of filters. Knowing the characteristics of  $\phi(\mathbf{r})$  is important for the data reduction and the interpretation of the detection limits (Sect. 5). We briefly discuss here key points relevant to the survey analysis, while a companion paper will address the SDI biases in detail (Rameau et al., in prep.).

First, the SDI geometrical attenuation  $\phi(\mathbf{r})$  is dependent on the wavelengths of the images used for the SDI subtraction. For a given separation in the image, the larger the spacing between the wavelengths, the smaller  $\phi(\mathbf{r})$  (Eq. (1)). In particular, we saw that the bifurcation point is smaller for the  $I_{13b}$  subtraction than for the  $I_{23a}$  subtraction (Sect. 3.3.2). We also note that the flux ratio  $F_1/F_3$  is greater than the flux ratio  $F_2/F_3$  for cool giant planets (Fig. 2). As a result, the self-subtraction will be smaller for the  $I_{13b}$  subtraction (Eq. (3)). Thus, we consider for the data analysis only this subtraction.

For a given wavelength couple  $(\lambda_s, \lambda_r)$ , the SDI geometrical attenuation  $\phi(\mathbf{r})$  is a function of the position in the image field, both radially and azimuthally. These dependencies are intimately related to the PSF properties. We use real data to derive  $\phi(\mathbf{r})$  to take into account PSF structures which cannot be modeled. We determine  $\phi(\mathbf{r})$  from the flux ratios of a PSF measured in the  $I_1$  and  $I_{13b}$  images. Both fluxes are summed in apertures of  $3 \times 3$  pixels centered on the PSF location in the  $I_1$  image. Figure 6 represents the azimuthal mean of the SDI geometrical attenuation (noted  $\phi(r)$  in the remainder of this paragraph) measured at three separations for all the stars in the survey as a function of the FWHM. The FWHM is estimated using the mean value from several methods (gaussian fitting, radial profile). The typical standard deviations are 0.3–0.4 pixels, but can be as large as  $\sim 1$  pixel for elongated PSF. Are also indicated as dotted lines, the values of  $\phi(r)$  for a diffraction-limited PSF. For a given star (same FWHM), we observe that  $\phi(r)$  decreases with the separation. The measured values are greater than the theoretical values, as the images are not in the diffraction-limited regime (Sect. 3.3.2). We also note that the larger the separation



**Fig. 6.** Azimuthal mean of the geometrical SDI attenuation factor  $\phi(r)$  derived for all the observed stars and the  $I_{13b}$  subtraction at separations of 0.5, 1, and 2 arcseconds (colors) as a function of the FWHM (see text). The dotted lines indicate the values for a diffraction-limited PSF. The solid lines are power-law fitting laws.

the higher the discrepancy between the measured and theoretical values. For a given separation, we observe that the range of the measured  $\phi(r)$  increases. At small separations,  $\phi(r)$  is close to 1 (Eq. (1)) and the self-subtraction is large and little dependent on the PSF properties. As the separation increases,  $\phi(r)$  diminishes and the dependency of the self-subtraction on the PSF quality is stronger. We determine that the best fitting law for this behavior is a power law (solid lines). We note that the fitting laws are in agreement with the diffraction-limited values of  $\phi(r)$  at the theoretical value of the FWHM for the smallest separations. The discrepancy seen for 2'' could be accounted for by a different behavior of  $\phi(r)$  with this parameter in (nearly) diffraction-limited regimes, as expected for SPHERE and GPI. We tested possible correlations of  $\phi(r)$  with other observational factors, the Strehl ratio, coherent energy, correlation time of the turbulence, and seeing (results not shown, see the detail of the estimation methods in Appendix A.1). We find correlations with the Strehl ratio only. We conclude that the PSF FWHM is an important parameter for the interpretation of the SDI performance at separations beyond 0.5''. This is also true for ASDI (see Sect. 5).

Finally, the SDI geometrical attenuation  $\phi(r)$  (so the SDI performance) is a function of the direction in the field of view  $\theta$ , due to PSF asymmetries. For a few observations, the PSF is elongated because of an astigmatism non corrected by the active optics system of the telescope. This fact must be accounted for when deriving SDI (so ASDI) sensitivity limits. The method that we use for the assessment of the detection limits of the survey accounts for this point (Sect. 4.3).

#### 4.2. Degeneracy of the differential flux with the planet mass

When a low-mass object is detected in a SDI-processed image and providing  $\phi(r)$  is calibrated, one can test the individual intensities  $F_s$  and  $F_r$  for all planet masses in an evolutionary model which reproduce the measured differential flux  $F_{sr}$  (Eq. (3)). Although no practical case has been published in the literature yet, we expect that several values of  $F_s$  and  $F_r$  can match the observations, which results in degeneracies for the mass estimation. The number and the values of the mass solutions depend on  $\phi(r)$ , so on the position in the image.

Figure 7 shows the differential flux  $F_{13b}$  predicted by the BT-Settl models (Allard et al. 2012) as a function of mass for three values of  $\phi(r)$ . To obtain these curves, we derive the fluxes in Eq. (3) from the model absolute magnitudes and assume  $\phi(r) = \phi(r)$  and  $\alpha = 1$ , i.e. the flux measured in the reference image  $F_{3b}$  is corrected for the differences in flux and filter transmission. For the conversion of absolute magnitudes into fluxes, we consider the star distance, the star magnitude in H band, and the maximum of the measured PSF in the corresponding filters as photometric zero-point. Using the H-band magnitude for the magnitude in the SDI filters is equivalent to assume that the stellar spectrum in this spectral region does not exhibit features (Rameau et al., in prep.). The curves shown in Fig. 7 are specific to the choice of stellar parameters considered in this paper. Using different parameters (in particular the star age) will produce different curves. We choose to express the differential flux  $F_{13b}$  in ADU/s in order to represent the data for all stars. We must take into account the actual integration time of the observation to test the capability to distinguish potential degeneracies of  $F_{13b}$  with the mass.

For separations closer than 0.2'' (top row), the differential flux  $F_{13b}$  is negative for masses greater than 3–25  $M_J$  according to the stellar age, while it is positive for lower masses. This is consistent with Fig. 1. For temperatures higher than  $\sim 1000$  K ( $\geq 4 M_J$  at 10 Myr and  $\geq 10 M_J$  at 100 Myr), there is no methane absorption at 1.625  $\mu\text{m}$ , while for lower temperatures, methane absorbs the flux. In some cases, we find that  $F_{13b}$  is accounted for by two or three values of the companion mass. The number and the values of the degeneracies depend on the stellar properties (and on the position in the image, see below). The degeneracies correspond to small values of  $F_{13b}$ , typically inferior to 0.5 ADU/s for stars younger than 200 Myr. Consequently, long integration times will be required to reach the photometric accuracy necessary to detect the degeneracies.

For separations around 1'' (middle row), we note three regimes for  $F_{13b}$ . It is positive for low masses, then negative for intermediate masses, and finally positive for massive objects. The reason for the existence of this last regime is that after the flux ratio  $F_1/F_{3b}$  diminishes below 1 when there is no methane absorption anymore, it increases towards 1 for temperatures higher than  $\sim 2100$  K (Fig. 2). We retrieve for some cases degeneracies of  $F_{13b}$  with the mass, but different due to a different  $\phi(r)$  value. We also find new degeneracies for negative  $F_{13b}$ .

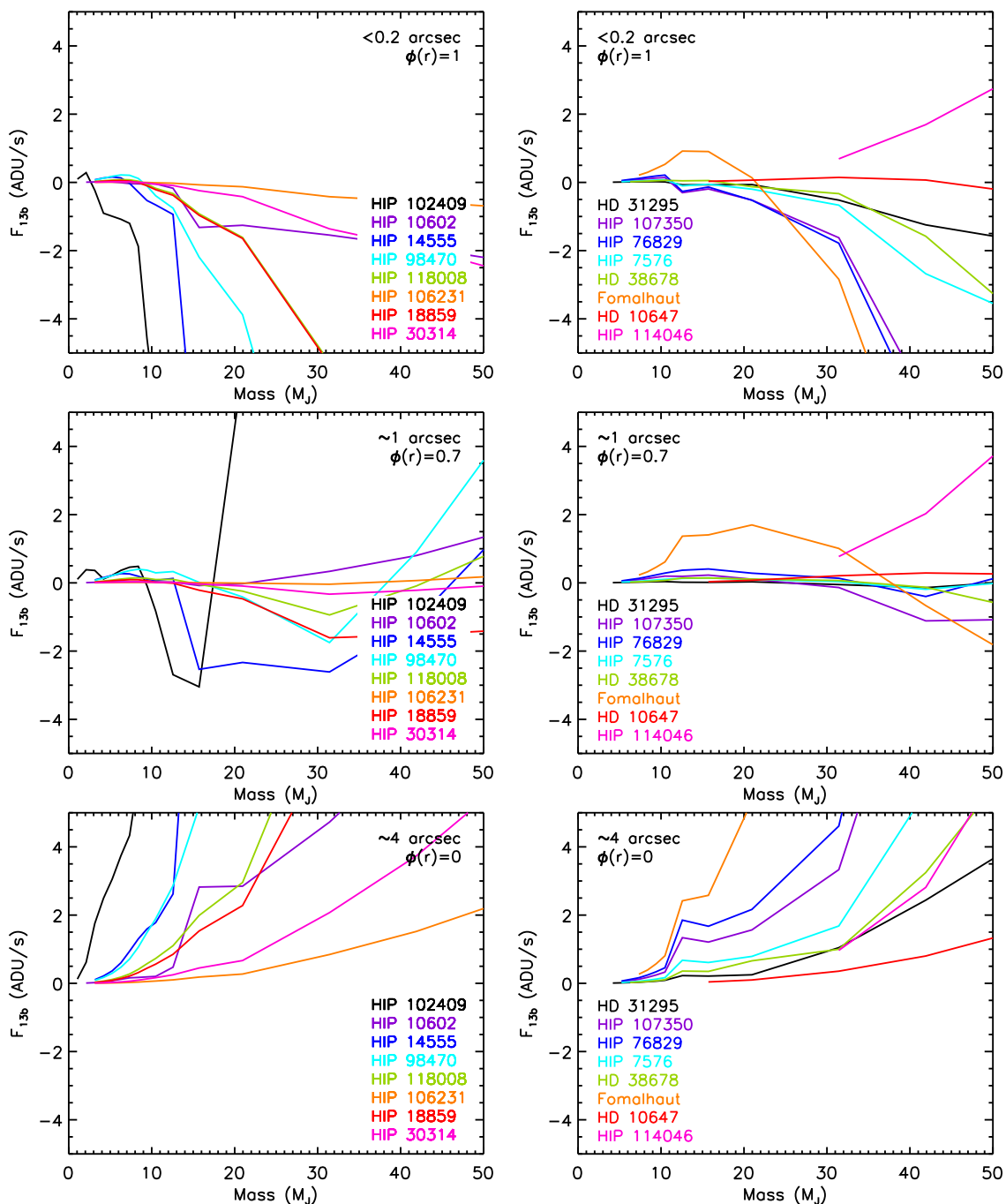
For separations of  $\sim 4''$  (bottom row),  $F_{13b}$  is positive whatever the mass because  $F_{13b} = F_1$ , and increases with the mass. For a few targets (HIP 10602, and the stars younger than Fomalhaut in the right panel), degeneracies appear for  $\sim 10$ –20  $M_J$ . These degeneracies are inherent to the evolutionary model.

One possible solution to break the mass degeneracies is to measure the flux of an object in a single filter if it is detected, after data processing with ADI for instance. We show in the next section that in the case where no object is detected, the mass degeneracies inherent to SDI also impact the assessment of the detection limits, implying the need to compare the constraints of ASDI to those of single-band differential imaging.

#### 4.3. Detection limit

When no object is detected in a SDI-processed image, the situation is more complex. The residual image exhibits positive and negative intensities with strong pixel-to-pixel variations resulting from the image subtraction. As long as we should expect a low-mass object to have also either positive or negative flux, it becomes difficult to disentangle the noise from a signal. Thus,



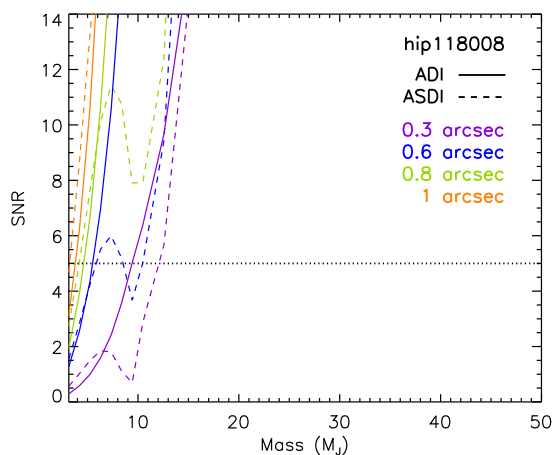


**Fig. 7.** Differential flux  $F_{13b}$  of a planet predicted by the evolutionary model BT-Settl (Allard et al. 2012) as a function of mass for all targets and three separations (rows). The stars are sorted by age,  $<100 \text{ Myr}$  (left column) and  $\geq 100 \text{ Myr}$  (right column). Note in the top right part of the right panels the curve for HIP 114046, which is a very old star (8 Gyr, Table 1).

the method used for single-band surveys (ADI, coronagraphy) which consists to build a contrast map from the standard deviation and convert it into mass is no longer valid. A variation of this method will be analyzed thoroughly in a companion paper (Rameau et al., in prep.). Such a method requires a good determination of both ADI and SDI attenuations ( $\phi(r)$ ). Here, we apply a more straightforward and robust technique based on the injection of synthetic planets in the data set at the cost of a longer computing time and sparsity in the detection map. The use of synthetic planets is common in high-contrast imaging. For this work, we use the measured PSF for each data set for the whole corresponding temporal sequence. Thus, we assume that the PSF

is the same in the science and the PSF images. This hypothesis strongly depends on the AO-loop and photometric stabilities, and we should expect variations from one data set to another.

We consider a given evolutionary model where the absolute magnitudes of low-mass objects are tabulated for different ages and masses in the SDI filters. Assuming the age and the distance for a given star, we obtain the expected flux for a given planet mass. Twelve synthetic planets are simultaneously injected in empty datacubes at the positions 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 1.1, 1.4, 1.7, 2, 2.5, 3, 3.5, and 4". They are also introduced at several position angles. For each case, we take care that the planets do not overlap, because of the SDI spatial rescaling and the ADI field rota-



**Fig. 8.** Signal-to-noise ratio of synthetic planets measured in the images of HIP 118008 after ADI (solid lines) and ASDI (dashed lines) as a function of mass for several separations. The cut-off at low masses is due to the evolutionary model BT-Settl (see text). The black dotted horizontal line indicates the signal-to-noise ratio used to derive the mass sensitivity limits (see text).

tion. The resulting datacube is processed with ASDI and ADI as described in Sect. 3.3.2. We measure the residual intensities of the planets using aperture photometry (Sect. 4.1). For each separation, we azimuthally average the fluxes. The noise is measured on the data processed without the synthetic planets (Sect. 3.3.2) and scaled to the same aperture size assuming white noise. The process is repeated for each model mass in order to obtain a 3-dimensional array of signal-to-noise ratio versus mass and separation. For each separation, we interpolate the signal-to-noise ratio versus mass relation to determine the mass and effective temperature achieved at  $5\sigma$ . We checked that the results are consistent with the reduced datacubes containing the data and the synthetic planets. Figure 8 shows examples of curves of the signal-to-noise ratio as a function of planet mass for HIP 118008 and several separations for ADI and ASDI. For a given mass, it increases with the separation, because the noise level diminishes. For a given separation, it increases monotonously with the mass for ADI but not for ASDI. For the latter case and a signal-to-noise ratio of 5, a degeneracy is observed around  $0.6''$  (6, 8.5, and  $10.5 M_J$ ). However, it is broken when comparing it to the ADI constraint, which is deeper (objects  $\geq 5.5 M_J$  excluded). We encountered several degeneracies in the data analysis, but we excluded all of them using ADI.

The errors on the signal-to-noise ratios (and the sensitivity limits, Sects. 5 and 6) are induced by the errors on the noise level (Fig. 5) and on the measured flux of the synthetic planets. We summarize below the contributors to the latter:

- the photometric stability of the PSF ( $\sim 12\%$ , Sect. 3.4);
- the stability of the PSF FWHM. We evaluate it using the coherent energy estimated by the wavefront sensor: the median variability of the coherent energy is 14% (range 6–30%). This translates into FWHM variability of 12% (median value, range 8–20%);
- the uncertainties on the star magnitude and distance (median combined error for the flux 9%). We assume that the star magnitude is the same in the H band and in the SDI filters;
- the photometric extraction. We derive the fluxes in apertures of  $3\times 3$  pixels (width 52 mas), while the measured FWHM are 57–120 mas (Fig. 6).

We evaluate the impact on the signal-to-noise ratio for an error budget of 20% on the PSF photometry to  $\sim 30\%$ . This translates

in errors on the planet mass of  $5\text{--}1 M_J$  ( $\sim 200\text{--}100$  K) for a range of  $50\text{--}7 M_J$  (Sects. 5 and 6).

For this work, we use the 2012 release of the evolutionary model BT-Settl (Allard et al. 2012). This model simulates the emergent spectrum from atmospheres of giant planets/brown dwarfs/very low-mass stars for given values of effective temperature, surface gravity, and metallicity<sup>7</sup>. It then uses the evolutionary tracks of the COND model (Baraffe et al. 2003) to associate the spectrum parameters to an age and a mass of the object. With respect to previous published models (Burrows et al. 1997; Chabrier et al. 2000; Baraffe et al. 2003), BT-Settl accounts for the cloud opacity. We select a sub-grid in the model, spanning effective temperatures from  $\sim 500$  to 4000 K. The low cut-off in effective temperature implies that the minimum planet mass available at a given age increases with the latter (from  $1 M_J$  at 10 Myr to  $5 M_J$  at 200 Myr). Although BT-Settl models atmospheres with effective temperatures well below the condensation temperature of methane, we reach for half of the targets the model boundary (Sect. 5). For these cases, we cut the sensitivity limits at this value. The limitation of the BT-Settl predictions to temperatures above  $\sim 500$  K is due to poor knowledge of infrared molecular lines of methane and ammonia at lower temperatures (Allard et al. 2012). Modeling colder atmospheres could be necessary for the data analysis of SPHERE and GPI, as we expect higher contrast performance than for NaCo. We discuss the use of this evolutionary model and the dependence of the results on the latter in Sect. 6.4.

We summarize the key conclusions of the whole section:

1. the residual noise measured in SDI-processed images cannot be converted into mass limits in the same way as used for single-band imaging surveys. This conducted us to develop a method based on synthetic planets and flux predictions to directly estimate the mass limits;
2. the assessment of the detection limits as well as the photometric characterization based on SDI data face to degeneracies for the planet properties. This implies that the interpretation of SDI data require an analysis coupling ASDI and single-band imaging;
3. the spectral overlapping of an off-axis source  $\phi(\mathbf{r})$  is strongly impacted by the PSF FWHM for large separations ( $>0.5''$ ). We thus expect that the PSF FWHM is a parameter to take into account for the study of the ASDI detection limits.

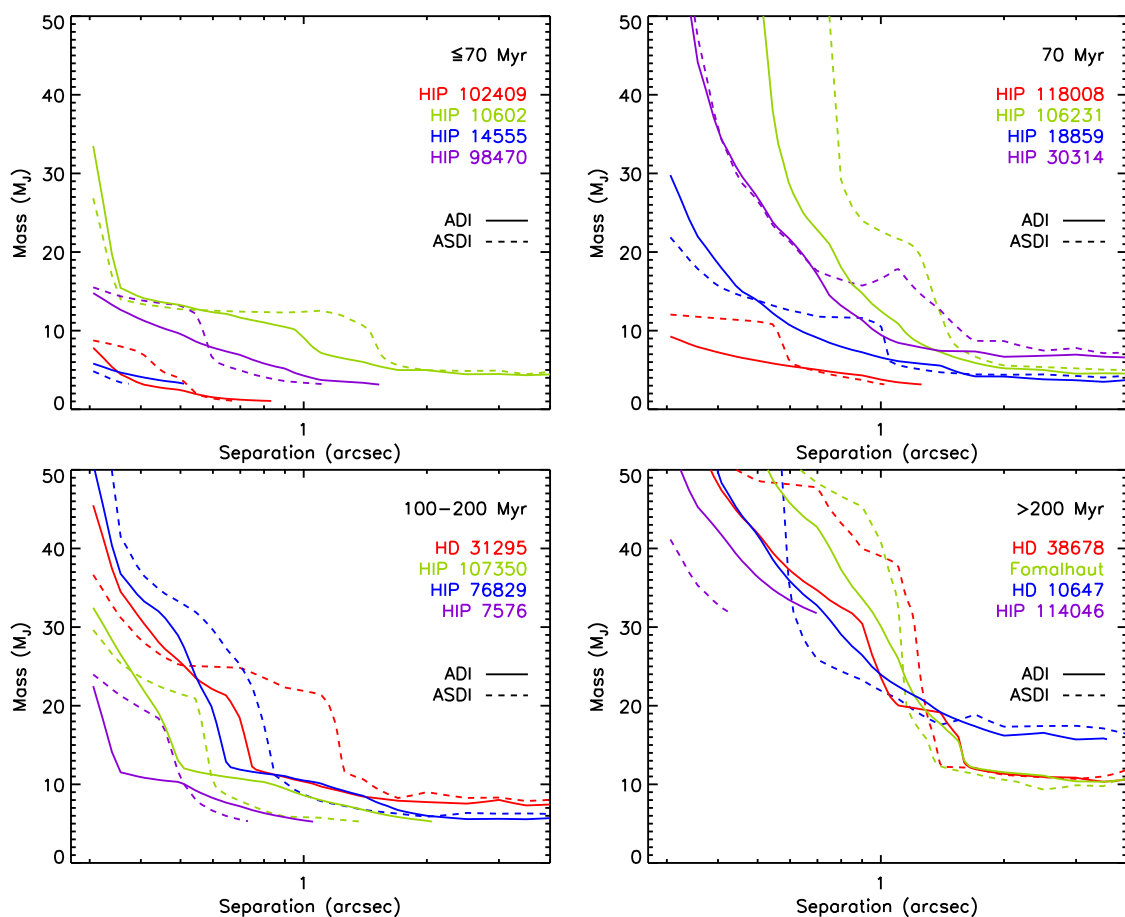
## 5. Results

The data analysis does not yield any detections. We discuss below the mass sensitivity limits (Sect. 5.1). Then, we analyze the limits in effective temperatures (Sect. 5.2). We conclude with a detailed study of the ASDI performance (Sect. 5.3).

### 5.1. Mass detection limits

We represent the mass detection limits derived for ADI as a function of the angular separation as solid lines in Fig. 9. The stars are sorted by age categories in the panels. As expected, the lowest mass achievable increases with the star age, from  $1\text{--}4 M_J$  for stars younger than 70 Myr (top left) to  $10\text{--}31 M_J$  for stars older than 200 Myr (bottom right). As mentioned in Sect. 4.3, the sensitivity limits are cut when the lower mass available in the evolutionary model is reached. Nevertheless, the performance at small

<sup>7</sup> The synthetic spectra are available at <http://phoenix.ens-lyon.fr/Grids/BT-Settl/CIFIST2011/SPECTRA/>.



**Fig. 9.** Detection limits in mass of the survey according to the BT-Settl evolutionary model (Allard et al. 2012) after ADI applied to the  $I_1$  image (solid curves) and after ASDI performed for the  $I_{13b}$  subtraction (dashed curves). The stars are sorted by increasing age from left to right and from top to bottom. The curves are cut when the minimum mass covered by the evolutionary model is reached (see text).

separations ( $\lesssim 1''$ ) is clearly dependent on other parameters, as we can see in the top right panel, which shows stars with the same age<sup>8</sup>. Good observing conditions (HIP 18859), large parallactic rotations (HIP 118008), and good image dynamic (indicated by the star magnitude and the total exposure time, Tables 1 and 2) ultimately account for the performance. The median sensitivity limits are 47, 19, and 9  $M_J$  at 0.3, 0.6, and 1''.

The ASDI mass limits are shown as dashed lines in Fig. 9. We give some broad tendencies of the ASDI performance based on our data below as well as in Sects. 5.2 and 5.3. They may not be extrapolated to other published SDI data. We do not see any correlation of the gain provided by ASDI with the star age. There is no particular separation range for which the processing improves/degrades the detection limits. The mass gains can be as large as 10–35%. Beyond 1.5'', ASDI degrades the sensitivity since background noise dominates. The exception is Fomalhaut, because of a higher image dynamic (Table 2). For HIP 102409, HIP 30314, and HIP 106231, ASDI gives worse performance with respect to ADI for all separations. The combined ADI-ASDI median limits are 37, 19, and 9  $M_J$  at 0.3, 0.6, and 1''.

## 5.2. Effective temperatures

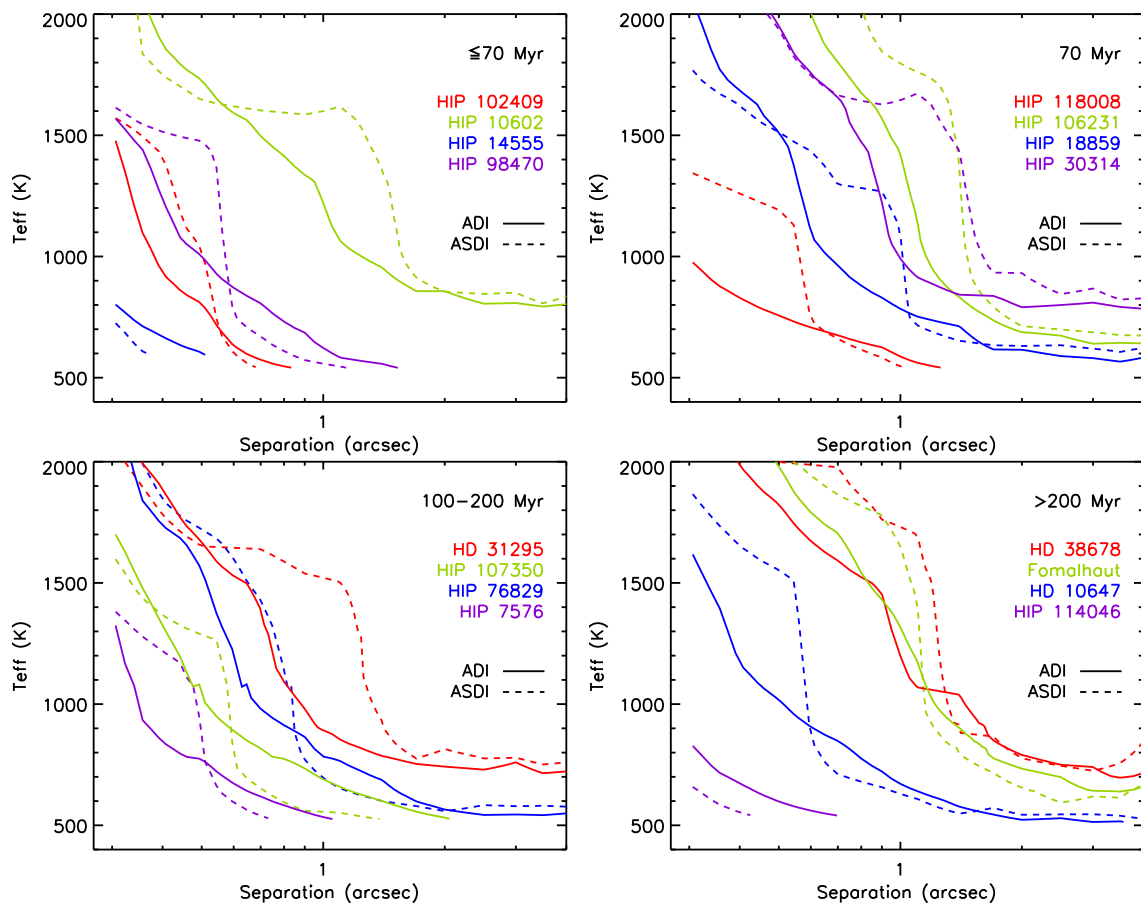
A critical parameter which impacts the self-subtraction of point sources in ASDI is the flux ratio  $F_1/F_{3b}$  (Fig. 2). The value

<sup>8</sup> We note that age uncertainties also impact the detection limits, but we do not consider them in this work.

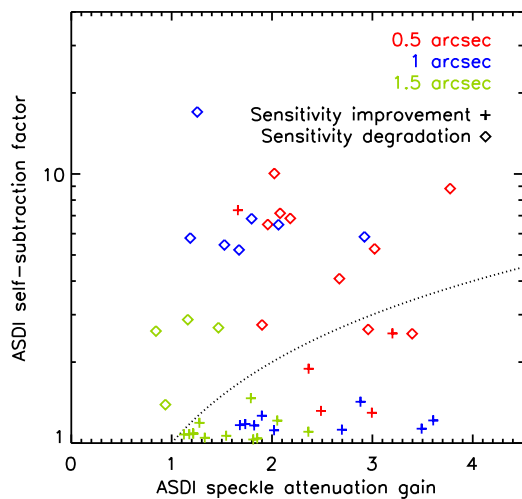
of  $F_1/F_{3b}$  depends strongly on the effective temperature. It is large for values below  $\sim 1000$  K, close to 1 for the range 1000–1500 K, and decreases for values between 1500 and 2100 K. Therefore, we expect bad performance for ASDI if the raw noise level (before differential imaging) is not sensitive to objects colder than 1000 K, especially in the range 1000–1500 K. We show the sensitivity limits for both ADI and ASDI in Fig. 10. We clearly see the degradation in sensitivity of ASDI with respect to ADI as breaks of the curves at separations of 0.3–1.4''. Considering all the ADI curves, we reach median temperatures of 1510–784 K at 0.5–1''. When combining ADI and ASDI, we reach median values of 1507–696 K at the same separation range. We note that the upper limit of the range is nearly the same without or with including ASDI, because it does not usually improve the sensitivity below  $\sim 0.5''$ .

## 5.3. Analysis of the ASDI performance

The purpose of this section is to determine for our data the condition(s) for which ASDI improves/degrades the sensitivity with respect to ADI and to understand the behaviors seen in Figs. 9 and 10. The detection limits are determined by comparing the residual intensity of synthetic planets to the residual quasi static speckles (Sect. 4.3). A planet flux is attenuated by ASDI by a quantity determined in part by its spectral properties (presence/absence of methane absorption bands, Fig. 1) and  $\phi(r)$ , which quantifies the geometric self-subtraction and diminishes with the separation (Sect. 4.1). The quasi static speckles are par-



**Fig. 10.** Same as Fig. 9 but for the effective temperature. Note the different vertical scale with respect to Fig. 9.

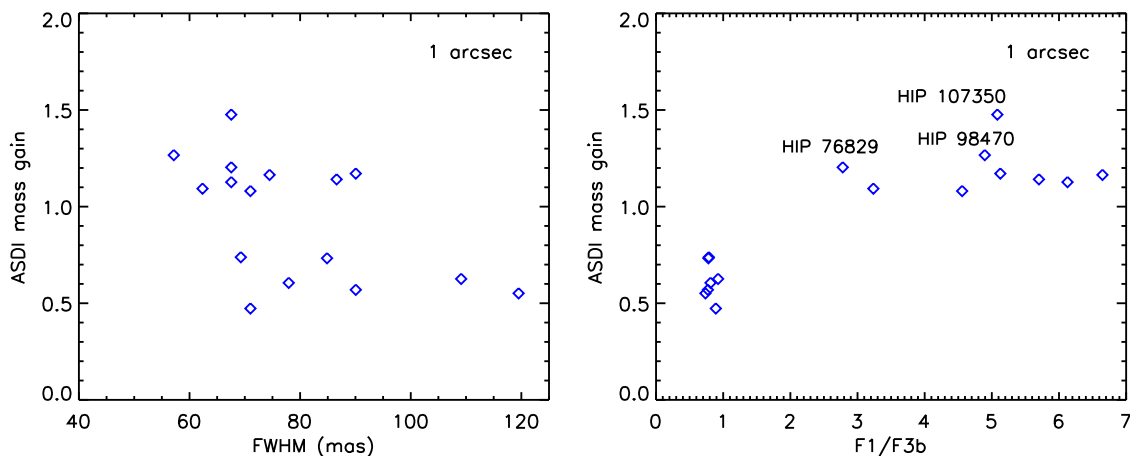


**Fig. 11.** ASDI self-subtraction of point sources as a function of the ASDI speckle attenuation for three angular separations (colors). The points are indicated with different symbols according to the ASDI performance in Fig. 9. The dotted line indicates where the ASDI speckle attenuation equals to the ASDI self-subtraction. For the sake of clarity, we do not include the point pertaining to HIP 106231 measured at  $0.5''$  (speckle attenuation = 0.9, self-subtraction = 100).

tially calibrated by ASDI at short separations ( $\lesssim 1\text{--}2''$ ), except for HIP 106231 (Fig. 5). ASDI improves (respectively degrades) the sensitivity if the speckle attenuation is larger (resp. smaller) than the planet self-subtraction.

We first determine the ASDI speckle attenuation as a function of the ASDI self-subtraction of point sources for three angular separations in Fig. 11. The speckle attenuation gains are derived as the ratios of the ADI and ASDI noise levels (Fig. 5). The self-subtraction factors are measured from the ratios of the fluxes of synthetic planets measured before and after ASDI (Sect. 4.3), thus including both effects of  $\phi(r)$  and of the planet spectrum. For information purposes, the points in Fig. 11 are indicated with different symbols, according to the mass gain (Fig. 9, but the curves are not cut to the minimum model mass). While this distinction is consistent with the ratio speckle attenuation/self-subtraction for the two largest separations, it is not always the case for  $0.5''$ . At this separation, the steepness of the detection limits (Fig. 9) and/or the azimuthal structure of the residual speckles may bias the determination of the mass at  $5\sigma$ . As expected, we observe that both the speckle attenuation and the point-source self-subtraction diminish with the separation. We see in particular that ASDI impacts the sensitivity limits up to a separation of  $\sim 2.5''$  (Fig. 9). Another tendency as the separation increases is that the number of stars for which ASDI improves the sensitivity increases (5, 9, and 12 at  $0.5''$ ,  $1''$ , and  $1.5''$  respectively). For a given separation closer than  $\sim 1''$ , the companion self-subtractions can reach higher values than the speckle attenuations (up to  $\sim 10$  against  $\sim 4$ ), implying that this is the parameter that ultimately drives the ASDI performance. We confirm this point below. We briefly discuss the sources of errors on the quantities represented in the plots described in this section. There is no error bar on the speckle attenuation because normalization errors will affect the images  $I_1$  and  $I_{3b}$  in the same way and differential errors will not affect the SDI subtraction be-





**Fig. 12.** ASDI mass gain as a function of the PSF FWHM (*left*) and the SDI flux ratio of the companion (*right*) for an angular separation of  $1''$ . The labels refer to the points with the best mass gains.

cause the  $I_{3b}$  image is rescaled relatively to the  $I_1$  image. The ASDI self-subtraction is affected by the PSF errors. The median error is 1. The error on the FWHM due to the estimation methods is 5–7 mas (17 mas for elongated PSF, Sect. 4.1). The error on  $F_1/F_{3b}$  is induced by the error on the planet mass and is  $\sim 0.5$  typically. Finally, the error on the ASDI mass gain stems from the errors on the sensitivity limits and its median value is  $< 0.1$ .

We conduct a correlation study of the ASDI speckle attenuation and the ASDI self-subtraction in Appendix A. We summarize the results. The ASDI speckle attenuation decreases with the PSF FWHM and the raw noise level (without differential imaging). As for the ASDI self-subtraction, we show that it is mainly correlated to the flux ratio  $F_1/F_{3b}$  and  $\phi(\mathbf{r})$ , but it also depends on the PSF FWHM for large values at large angular separations.

Finally, we analyze possible tendencies of the ASDI mass sensitivity gain with the FWHM and  $F_1/F_{3b}$  in Fig. 12 for a separation of  $1''$ . We compute the mass gains as the ratio of the ASDI and ADI limits (Fig. 9), but without thresholding the curves to the minimum model mass. The mass gains range from 0.5 to 1.5. They do no longer exhibit correlations with the FWHM, while they do with  $F_1/F_{3b}$ . The mass gains are smaller than 1 for  $F_1/F_{3b} \lesssim 2$  ( $T_{\text{eff}} \gtrsim 800$  K) and greater than 1 above. ASDI provides an improvement of the sensitivity for nine stars, for which we derived the lowest point-source self-subtractions (Appendix A.2). The point-source self-subtraction is thus the critical parameter which determines the performance of ASDI, at least at first order. This confirms the conclusion deduced from Fig. 11. We note that for the mass gains greater than 1, the values are quite constant ( $\sim 1.1$ – $1.2$ ) with  $F_1/F_{3b}$ . Nevertheless, three points stand out and present the best mass gains ( $\geq 1.2$ ). The corresponding stars exhibit among the best speckle attenuations (Fig. 11, blue points above  $\sim 2.7$ ) and have rather good PSF ( $\text{FWHM} \leq 67$  mas) and/or low raw noise level ( $\lesssim 4.6 \times 10^{-5}$ ). Age also affects the mass gains. HIP 114046 presents the best speckle attenuation (blue point at 3.6), but the smallest mass gain. As for the data points with mass gains below 1, we see an important vertical dispersion. This feature is accounted for by differences in speckle attenuation, the stars with smaller mass gains having also smaller speckle attenuations. The latter are related to poorer quality of the PSF and of the raw noise level (Appendix A.1).

To summarize the conclusions of this study:

1. the planet flux ratio  $F_1/F_{3b}$  determines whether ASDI improves or degrades the sensitivity at first order for separations closer than  $\sim 1''$ ;

2. when  $F_1/F_{3b}$  is favorable, good PSF and noise properties improve further the mass gain.

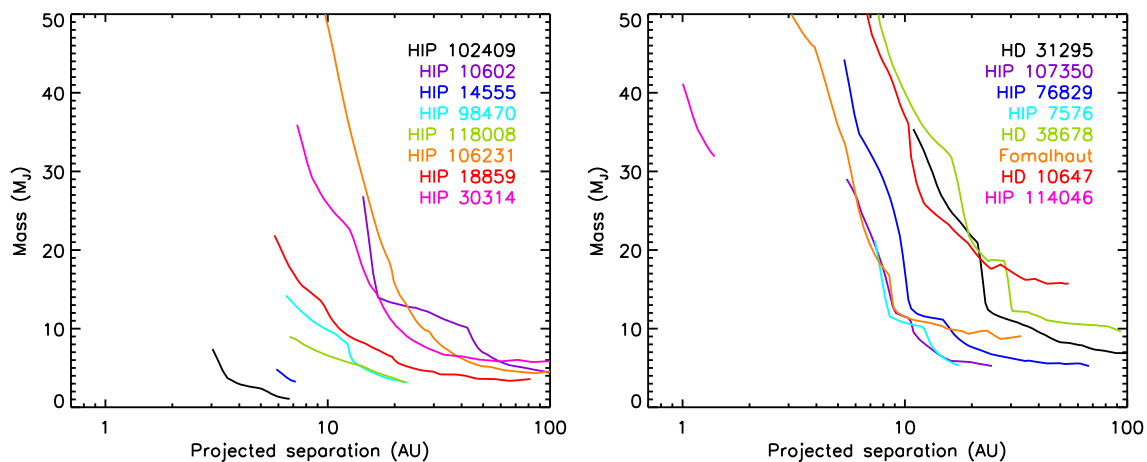
## 6. Discussion

We first focus on the results for two targets of particular interest (Sect. 6.1). Then, we analyze the broad characteristics of the detection limits. As the observed sample is quite modest and inhomogeneous, we do not intend to carry out a study of the giant planet frequency, as for published large imaging surveys (for e.g., Lafrenière et al. 2007; Chauvin et al. 2010; Vigan et al. 2012; Rameau et al. 2013a; Wahhaj et al. 2013a; Nielsen et al. 2013; Biller et al. 2013). We summarize the properties of the limits in mass (Sect. 6.2) and in effective temperature (Sect. 6.3). Then, we discuss the validity of our hypotheses and the dependency of the results on them (Sect. 6.4). Finally, we discuss some implications of this work for the data analysis and interpretation of the upcoming imaging instrument SPHERE (Sect. 6.5).

### 6.1. Results for individual stars

#### 6.1.1. Fomalhaut

Fomalhaut is known to harbour a complex system, composed in particular of an outer debris disk with a sharp inner edge at 133 AU resolved by Kalas et al. (2005) and a planetary-mass object closer-in on a highly-eccentric orbit (Kalas et al. 2008, 2013). The SDI field being limited to  $4''$ , our images probe the inner part ( $\lesssim 30$  AU) of the system. Several teams observed these regions in order to set constraints on the mass of putative planetary companions. Lagrange et al. (2013) exclude companions with masses larger than  $6 M_J$  for separations below 2 AU from radial velocities. Using VLT imaging at  $4.05 \mu\text{m}$  and the COND model (Baraffe et al. 2003), Kenworthy et al. (2013) do not detect objects more massive than 30 and  $11 M_J$  at  $\sim 2$  and 8 AU respectively. Imaging at  $4.7 \mu\text{m}$  constrains the mass of putative companions below  $4 M_J$  ( $2.6 M_J$ ) at 9 AU (30 AU) (Kenworthy et al. 2009, COND model). The imaging sensitivity limits are derived assuming the star age from Mamajek (2012). Our narrow-band observations probe the same separation range as in Kenworthy et al. (2009), but with a lower sensitivity of 9–12  $M_J$  based on the same age estimate (Fig. 13, right).



**Fig. 13.** Detection limits in mass using BT-Settl (Allard et al. 2012) and combining several differential imaging methods (see text) as a function of the projected separation. The left panel represents the results for the stars younger than 100 Myr and the right panel those for older targets. The curves are cut according to the maximum projected separation accessible in the SDI field (see text).

### 6.1.2. HIP 102409/AU Mic

AU Mic is surrounded by an edge-on debris disk discovered by Kalas et al. (2004). The disk has a parallactic angle of  $127^\circ$  and extends to projected separations of 290.7 AU<sup>9</sup>. Our SDI images are sensitive to regions closer than  $\sim 40$  AU. Based on HST and/or ground-based observations and an age estimate of 12 Myr<sup>10</sup>, several studies set constraints on the mass of planetary companions. According to the predictions of Burrows et al. (1997), Fitzgerald et al. (2007) do not detect companions of  $>3$  and  $>1 M_J$  embedded in the disk at separations larger than 10 and 30 AU respectively. Based on the COND model (Baraffe et al. 2003), Delorme et al. (2012a) exclude giant planets more massive than  $0.6 M_J$  beyond 20 AU, while Wahhaj et al. (2013a) reject objects of  $>5$  and  $>2 M_J$  at separations  $>3.6$  and  $>10$  AU respectively. Although the SDI mode of NaCo is not designed for the observation of extended sources, we detect in the SDI images collapsed in wavelength ( $I_1 + I_2 + I_{3b}$ ) and processed with KLIP for several input parameters (Soummer et al. 2012, and Sect. 6.2) the AU Mic debris disk with a poor signal-to-noise ratio per resolution element (method described in Boccaletti et al. 2012) of  $\geq 3$  for separations of  $\sim 1.5$ – $3.7''$  for the South-East part and  $\sim 2.1$ – $3.5''$  for the North-West part. As for the search for planetary companions, our detection limits extend to projected separations down to  $\sim 3$  AU ( $>7 M_J$ ) and exclude Jupiter-mass companions beyond 6 AU (Fig. 13, left) according to the BT-Settl model (Allard et al. 2012). These detection limits are azimuthally averaged on the whole field of view. The limits measured along the disk midplane are not significantly different, due to the weak signal-to-noise ratio measured on the disk.

### 6.2. Characteristics of the mass limits

Figure 13 shows the ultimate mass limits combining several algorithms as a function of the projected separation. We consider cADI and KLIP (Soummer et al. 2012) applied on the  $I_1$  image, cASDI and the combination of KLIP and SDI on the  $I_{13b}$  subtraction, as well as cADI on the sum of the images  $I_1$ ,  $I_2$ , and  $I_{3b}$  (Fig. 4, left). For each separation, we select the best limit

<sup>9</sup> [www.circumstellardisks.org](http://www.circumstellardisks.org).

<sup>10</sup> We note that Binks & Jeffries (2014) reassess the age of the  $\beta$  Pic moving group to 21 Myr. This produces an increase of the mass detection limits quoted in this paragraph of 1–3  $M_J$ .

between the algorithms. We apply KLIP in order to improve the sensitivity at close-in separations ( $<0.5''$ ). The number of modes truncated for the construction of the reference images of the stellar speckles is a free parameter of KLIP (Soummer et al. 2012). After some trials, we set the number of modes to 1 for all stars, except for HIP 98470, HD 38678, and Fomalhaut for which we choose to retain 2, 3, and 5 modes respectively. To estimate the flux of the synthetic planets after the processing, we first use KLIP on the datacubes containing the data and the planets to derive the principal components for a given number of modes, then we perform KLIP with these components on the datacubes containing only the planets. We cut the curves at the minimum model mass. We note that certain curves are limited in projected separations due to the size of the SDI field ( $\sim 4''$  in radius). This concerns especially two stars, HIP 114046 ( $\sim 13$  AU, but the mass cut-off is reached before) and Fomalhaut ( $\sim 30$  AU).

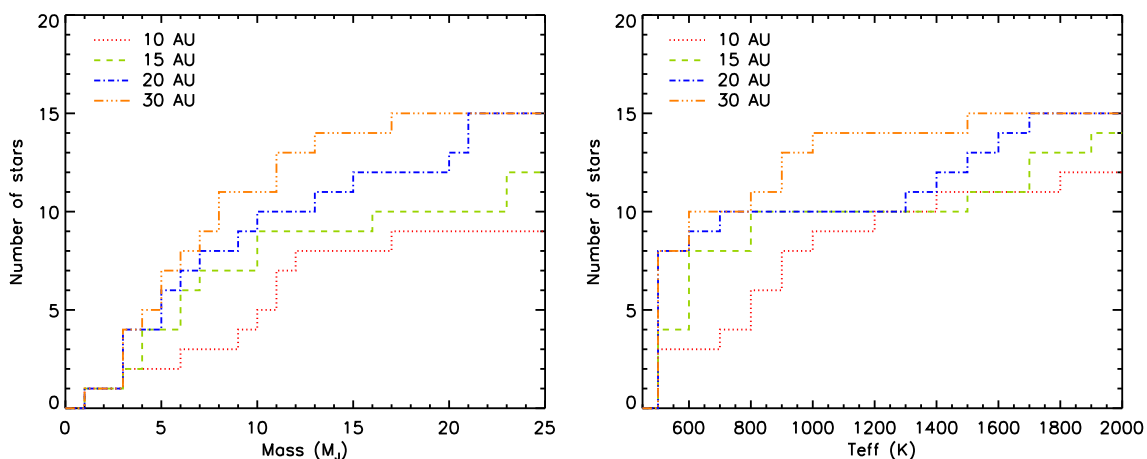
We represent the histogram of the detectable masses for several projected separations in the left panel of Fig. 14. The prime objective of our survey was to search for giant planets at separations as close as  $\sim 5$ – $10$  AU. Considering an upper mass limit of  $13 M_J$  (Burrows et al. 1997), we observe that eight targets (55% of the sample) satisfy this objective (Fig. 13). Note that we do not take into account HIP 114046 and HD 10647 because of the cut-offs. The limit of  $13 M_J$  is achieved for all targets beyond  $\sim 30$  AU. The lowest mass achieved is  $1 M_J$  beyond 6 AU around HIP 102409. This star combines several favorable properties, a young age, a late spectral type, and a close distance (Table 1), although the observing conditions are not optimal (Table 2).

### 6.3. Effective temperature vs. projected separation

The histogram of the temperatures as a function of the physical separation is shown in the right panel of Fig. 14. As for the detectable masses, we cut the detection limits (Fig. 10). The survey is sensitive to companions as cool as 1 000 K around 65% of the targets for projected separations larger than 10 AU. The optimal regime for ASDI ( $T_{\text{eff}} \lesssim 800$  K, Fig. 2 and Sect. 5.3) is accessible for two-third of the sample at separations beyond  $\sim 20$  AU.

### 6.4. Dependency of the results on the hypotheses

We focus here on the relevance of the hypotheses used for this work and their influence on the results presented in Sect. 5. We



**Fig. 14.** Histograms of the mass (*left*) and effective temperature (*right*) detectable at  $5\sigma$  (Fig. 13) for several physical separations. Note that the maximum number of stars is 16 for 10 AU and 15 beyond (see text).

recall that the objective of this paper is not to address the unknowns inherent to the considered models, but to outline the difficulties for deriving mass limits from SDI images whatever the models. We decided to pick one of the available models, so the mass limit presented here should not be considered as absolute values. We based the study on BT-Settl (Allard et al. 2012) because the model temperature range spans values below the methane  $\text{CH}_4$  condensation temperature, suitable for the search for cool giant planets. This model has as strong point to model non-equilibrium chemistry, which might be a key ingredient for understanding the spectral properties of cool young giant planets (Barman et al. 2011a,b). However, it also has caveats, in particular 1/ it is unable to correctly reproduce the transition between M and L dwarfs (Bonnefoy et al. 2013b; Manjavacas et al. 2013), and 2/ there is a lack of opacity in the  $\text{CH}_4$  band at  $\sim 1.6\ \mu\text{m}$  (King et al. 2010; Vigan et al. 2012). We note that point 2/ is a problem for all current models of planet spectra, because of the incompleteness of the molecular line lists (Allard et al. 2012).

The hypothesis used for the relation between the SDI flux ratio  $F_1/F_{3b}$  and the effective temperature of substellar companions is critical. Indeed, we showed that  $F_1/F_{3b}$  is the parameter which determines at first order the ASDI performance at close-in separations (Sect. 5.3). We considered the BT-Settl relation (Fig. 2), which could be pessimistic due to the lack of  $\text{CH}_4$  absorption at  $\sim 1.6\ \mu\text{m}$ . Another possibility is to model the relation on the spectra of observed cool brown dwarfs, as described in Wahhaj et al. (2013b) in the context of the data interpretation of the NICI Campaign. For  $T_{\text{eff}} \sim 750\ \text{K}$ , they find  $F_1/F_{3b} \sim 8$  based on the spectrum of 2MASS J04151954-093506 (Knapp et al. 2004; Burgasser et al. 2006). BT-Settl gives a value of  $\sim 2.1$ <sup>11</sup> for the same temperature (Fig. 2).  $\phi(\mathbf{r})$  being larger for NaCo than for NICI ( $r_b \sim 1.3''$  vs.  $\sim 0.9''$ , Eq. (2)), this results in larger ASDI self-subtractions and worse sensitivity when reaching this temperature at close-in ( $\leq 1''$ ) separations for the NaCo data (Fig. 10). Nevertheless, and as noticed in Nielsen et al. (2013) and Biller et al. (2013), we note that strong  $\text{CH}_4$  absorptions are measured in the atmospheres of brown dwarfs at temperatures for which we detect little absorptions in those of cool young giant planets (Barman et al. 2011b; Konopacky et al. 2013; Oppenheimer et al. 2013). The only known young giant planet with measured strong  $\text{CH}_4$  absorption to date is GJ 504 b

<sup>11</sup> The NICI filters are at the wavelengths 1.578 and 1.652  $\mu\text{m}$  and are larger than those of NaCo ( $\Delta\lambda/\lambda \sim 4\%$ , Wahhaj et al. 2013b). Nonetheless, the spectral differences are quite small (Fig. 2).

(Kuzuhara et al. 2013; Janson et al. 2013,  $T_{\text{eff}} \sim 510\ \text{K}$ ). Using the photometry reported in Janson et al. (2013), we derive  $F_1/F_{3b} > 2.6$  (the object is not detected in the  $\text{CH}_4$  band), whereas BT-Settl predicts  $F_1/F_{3b} \gtrsim 5$ <sup>12</sup> (Fig. 2). We also compare the predictions to other cool ( $T_{\text{eff}} \lesssim 1000\ \text{K}$ ) and young (or proposed as young) objects, HR 8799 b (Barman et al. 2011a) and three T dwarfs (HN Peg B, ROSS 458 C, CFBDSIR2149-0403, Luhman et al. 2007; Burningham et al. 2011; Delorme et al. 2012b). We find close agreements (factors  $\leq 1.2$ ) for the objects with  $T_{\text{eff}} \gtrsim 1000\ \text{K}$ . However, the two cool ( $T_{\text{eff}} \sim 700\ \text{K}$ ) T dwarfs ROSS 458 C and CFBDSIR2149-0403 show stronger absorptions than predicted by BT-Settl (factors  $\sim 2.4$ ). We estimate the maximum values for the differences in magnitude and mass between the BT-Settl predictions and the observed cool brown dwarfs. This corresponds to close-in separations ( $\leq 0.5''$ ), where  $\phi(r) \sim 1$  (Fig. 6). We find  $\sim 0.85$ ,  $\sim 0.5$ , and  $\sim 0.45$  mag for the spectral types T4, T6, and T8 respectively ( $T_{\text{eff}} \sim 1000\text{--}700\ \text{K}$ ). Using BT-Settl isochrones, these values translate in underestimations for our ASDI detection limits with respect to the use of observed brown dwarfs of  $\sim 1\text{--}2\ M_J$  for an age of 70–200 Myr (Figs. 9 and 10). For larger separations, these estimates are decreased because  $\phi(r)$  is smaller.

To conclude this analysis, we outline that the interpretation of SDI data is model-dependent, as it is when assessing sensitivity limits in terms of planet parameters. In particular, the ASDI self-subtractions (Fig. 11 and Appendix A.2), ASDI mass gains (Fig. 12), and optimal  $T_{\text{eff}}$  range for ASDI ( $\leq 800\ \text{K}$ ) are derived for the BT-Settl model. However, the flux ratio  $F_1/F_{3b}$  optimal for ASDI ( $\geq 2$ ) is not model-dependent when taken on its own.

### 6.5. Data reduction and analysis of SPHERE

We outline in this paper a few points relevant to the analysis and interpretation of the SPHERE data. In particular, we advocate the need to analyze SDI data with both ASDI and ADI in order to break the mass degeneracies with the measured flux inherent to ASDI (Sects. 4.2 and 4.3) and to improve the sensitivity when  $T_{\text{eff}} \gtrsim 800\ \text{K}$  (Sects. 5.2 and 5.3). Indeed, the main observing mode of SPHERE, NIRSUR, combines coronagraphy, ADI, and SDI (Beuzit et al. 2008). NIRSUR has been optimized for the search for young giant planets. It benefits from simultaneous observations with the dual-band imager IRDIS (Dohlen et al. 2008)

<sup>12</sup> The wavelengths of the HiCIAO filters are 1.557 and 1.716  $\mu\text{m}$  ( $\Delta\lambda/\lambda \sim 9\%$ , Janson et al. 2013).



and the integral field spectrometer IFS (Claudi et al. 2008) to discriminate physical companions and uncorrected stellar speckles.

The methods described in this paper can be applied in a straightforward way to the data analysis of IRDIS. IRDIS offers five pairs of filters for SDI over the YJKs spectral domain. Vigan et al. (2010) studied the science performance of this instrument for the characterization of young giant planets. They determined that the H2H3 filter pair is the most suitable for this task when no a priori information on the object is available. The wavelengths of this filter pair are  $\lambda_1 = 1.587 \mu\text{m}$  and  $\lambda_2 = 1.667 \mu\text{m}$ . The separation between the filters is larger than for the SDI filters of NaCo (80 nm against 50 nm), resulting in a smaller bifurcation point (Eq. (2)) of  $\sim 0.8''$  (vs.  $\sim 1.3''$ ). Considering this point and the fact that IRDIS will deliver H-band images very close to the diffraction-limited regime, we thus expect that the self-subtraction of an off-axis companion for a given angular separation will be smaller for IRDIS than for NaCo. This would result in better performance of the ASDI mode of IRDIS at closer separations. This could imply for certain cases that the degeneracies in planet mass with the differential flux may not be broken when comparing ASDI limits to single-band sensitivity<sup>13</sup>. While this will impact the detection and characterization of planetary-mass companions around individual targets, we note that it will not be a critical problem for statistical analyses.

As for the IFS, we retrieve some aspects similar to the analysis of SDI data, despite different approaches for the speckle subtraction. SDI is based on assumptions on the spectral properties of planets (Sect. 1), whereas IFS data analysis takes advantage of the chromatic behavior of the speckles (Sparks & Ford 2002; Crepp et al. 2011; Pueyo et al. 2012). In both cases, the residual planet signature is affected by spectral overlapping and self-subtraction. However in the IFS case, the self-subtraction depends on the planet intensity with respect to the speckles (Pueyo et al. 2012). The detection limits can be estimated using synthetic planets and model fluxes, as employed for this work.

## 7. Conclusions

We presented the outcome of a high-contrast imaging survey of 16 stars combining the coronagraphic, the spectral differential imaging, and the angular differential imaging modes of VLT/NaCo. We did not detect any companion candidates in the reduced images. We analyzed the sensitivity limits taking into account the SDI photometric bias and determined the optimal conditions in terms of SDI performance. The key results are:

- combining the best detection limits (ADI, ASDI), the survey is sensitive to cool giant planets ( $T_{\text{eff}} < 1\,000\text{--}1\,300\text{ K}$ ) at projected separations  $>10\text{ AU}$  for 65% of the sample and  $>30\text{ AU}$  for all targets. We are able to probe the range optimal for ASDI ( $T_{\text{eff}} \lesssim 800\text{ K}$  according to the BT-Settl model) for two-third of the targets beyond  $\sim 20\text{ AU}$ . Evolutionary models spanning temperatures  $\lesssim 500\text{ K}$  would be needed for the data interpretation of SPHERE and GPI, as we reach this limit for half of the targets;
- the determination of the detection limits in ASDI-processed images requires a different analysis than for images processed in single-band differential imaging. In particular, the

residual noise level cannot be converted into planet mass through evolutionary models (whatever the considered models), as it represents a differential flux. This differential flux has to be corrected from the self-subtraction produced by SDI, which depends on the spectral properties assumed for the detectable companions. Thus, detection limits in SDI data should be only considered in terms of physical properties of companions. To derive the detection limits of our survey, we used the signal-to-noise ratio of synthetic planets introduced in the raw data and processed, as well as the flux predictions of the BT-Settl model;

- the SDI differential flux may be reproduced by several flux couples, hence planet masses. Consequently, the data should be also processed with single-band differential imaging methods to break the degeneracies;
- ASDI can either improve or degrade the sensitivity whatever the angular separation and the star age. For the favorable cases, the gains in detectable planet mass can be as large as 10–35%. The parameter which determines at the first order the performance is the SDI flux ratio of the companion. This parameter reaches optimal values when it is  $\geq 2$  for separations  $\lesssim 1''$ . Using BT-Settl, this translates into  $T_{\text{eff}} \sim 800\text{ K}$ , which is significantly lower than the methane condensation temperature (1 300 K). The PSF quality is a second-order factor which modulates the ASDI gain.

We finally discussed some implications of this work for the data analysis of SPHERE. We expect in particular better performance for ASDI with the dual-band imager IRDIS with respect to NaCo, thanks to more favorable filter characteristics and an extreme-AO system. We envision as future work to apply the methods that we developed for this paper to the analysis of laboratory and commissioning data of IRDIS and IFS.

*Acknowledgements.* We thank the ESO Paranal staff for support during the visitor mode observations and for performing the service mode observations. We also thank our anonymous referee for her/his constructive report which improved the readability of the paper. Part of this work was carried out during A.-L.M.'s PhD thesis, supported through a fellowship from the Ministère de l'Éducation Nationale, de la Recherche et de la Technologie. J.R., G.C., and A.-M.L. are supported by the French National Research Agency (ANR) through project grant ANR10-BLANC0504-01. S.D. acknowledges support from PRIN-INAF 2010 "Planetary Systems at Young Ages". We thank Ben Burningham and Philippe Delorme for sending us the spectra of ROSS 458C and CFBDSIR2149-0403. This research has benefitted from the SpeX Prism Spectral Libraries, maintained by Adam Burgasser at <http://pono.ucsd.edu/~adam/browndwarfs/spexprism>. 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. This research has made use of the VizieR catalogue access tool, CDS, Strasbourg, France. The original description of the VizieR service was published in A&AS 143, 23.

## References

- Allard, F., Homeier, D., Freytag, B., & Sharp, C. M. 2012, in EAS Publications Ser., ed. C. Reylé, C. Charbonnel, & M. Schultheis, Vol. 57, 3–43
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, A&A, 402, 701
- Barman, T. S., Macintosh, B., Konopacky, Q. M., & Marois, C. 2011a, ApJ, 733, 65
- Barman, T. S., Macintosh, B., Konopacky, Q. M., & Marois, C. 2011b, ApJL, 735, L39
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in SPIE Conf. Ser., ed. I. S. McLean & M. M. Casali, Vol. 7014, 701418
- Biller, B. A., Close, L. M., Masciadri, E., et al. 2007, ApJS, 173, 143
- Biller, B. A., Liu, M. C., Wahhaj, Z., et al. 2013, ApJ, 777, 160
- Binks, A. S. & Jeffries, R. D. 2014, MNRAS, 438, L11

<sup>13</sup> For this kind of analysis, it could be useful to consider the narrow-band images outside the CH<sub>4</sub> band for ADI, especially if the dominant source of noise is speckle noise. Indeed, companions colder than  $\sim 1\,000\text{ K}$  are brighter at these wavelengths than in H band, because of the CH<sub>4</sub> absorption longwards  $\sim 1.6 \mu\text{m}$  (Fig. 1). For the BT-Settl model, this translates into a difference of  $\sim 2 M_J$  for ages younger than 200 Myr.

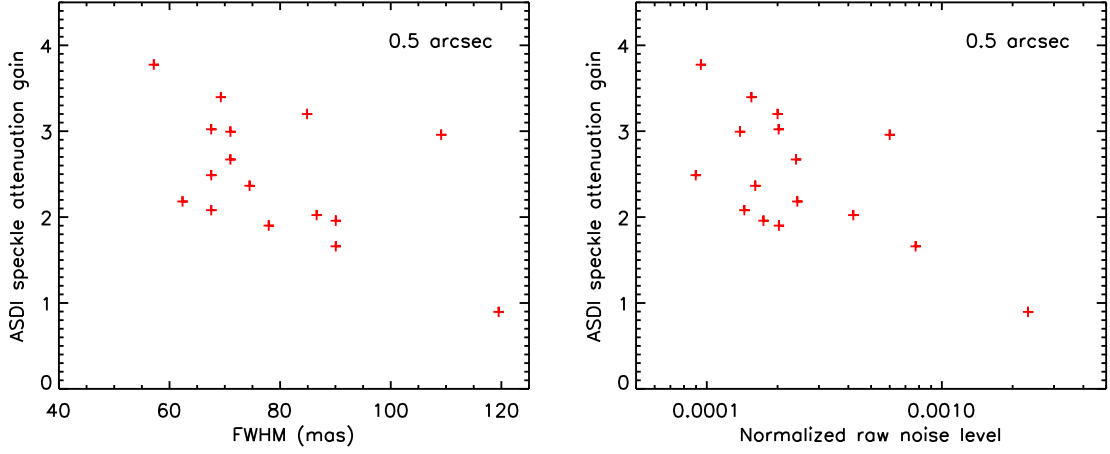
- Boccaletti, A., Augereau, J.-C., Baudoz, P., Pantin, E., & Lagrange, A.-M. 2009, *A&A*, 495, 523
- Boccaletti, A., Augereau, J.-C., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *A&A*, 544, A85
- Boccaletti, A., Chauvin, G., Baudoz, P., & Beuzit, J.-L. 2008, *A&A*, 482, 939
- Boccaletti, A., Riaud, P., Baudoz, P., et al. 2004, *PASP*, 116, 1061
- Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., et al. 2013a, *A&A*, 555, A107
- Bonnefoy, M., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013b, *A&A*, in press
- Burgasser, A. J., Geballe, T. R., Leggett, S. K., Kirkpatrick, J. D., & Golimowski, D. A. 2006, *ApJ*, 637, 1067
- Burningham, B., Leggett, S. K., Homeier, D., et al. 2011, *MNRAS*, 414, 3590
- Burrows, A., Marley, M., Hubbard, W. B., et al. 1997, *ApJ*, 491, 856
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *ApJ*, 542, 464
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Bonavita, M., et al. 2010, *A&A*, 509, A52
- Claudi, R. U., Turatto, M., Gratton, R. G., et al. 2008, in *SPIE Conf. Ser.*, Vol. 7014, 70143E
- Close, L. M., Lenzen, R., Guirado, J. C., et al. 2005, *Nature*, 433, 286
- Crepp, J. R., Pueyo, L., Brenner, D., et al. 2011, *ApJ*, 729, 132
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, *VizieR Online Data Catalog*, 2246, 0
- Delorme, P., Gagné, J., Malo, L., et al. 2012b, *A&A*, 548, A26
- Delorme, P., Lagrange, A. M., Chauvin, G., et al. 2012a, *A&A*, 539, A72
- Dohlen, K., Langlois, M., Saisse, M., et al. 2008, in *SPIE Conf. Ser.*, Vol. 7014, 70143L
- Fitzgerald, M. P., Kalas, P. G., Duchêne, G., Pinte, C., & Graham, J. R. 2007, *ApJ*, 670, 536
- Fortney, J., Marley, M., Saumon, D., & Lodders, K. 2008, *ApJ*, 683, 1104
- Fusco, T., Ageorges, N., Rousset, G., et al. 2004, in *SPIE Conf. Ser.*, ed. D. Bonaccini Calia, B. L. Ellerbroek, & R. Ragazzoni, Vol. 5490, 118–129
- Girard, J., O’Neal, J., Mawet, D., et al. 2012, in *SPIE Conf. Ser.*, Vol. 8447
- Gizis, J. E., Reid, I. N., & Hawley, S. L. 2002, *AJ*, 123, 3356
- Gratadour, D., Rouan, D., Boccaletti, A., Riaud, P., & Clénet, Y. 2005, *A&A*, 429, 433
- Janson, M., Brandt, T., Kuzuhara, M., et al. 2013, *ApJL*, 778, L4
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kalas, P., Graham, J. R., & Clampin, M. 2005, *Nature*, 435, 1067
- Kalas, P., Graham, J. R., Fitzgerald, M. P., & Clampin, M. 2013, *ApJ*, 775, 56
- Kalas, P., Liu, M. C., & Matthews, B. C. 2004, *Science*, 303, 1990
- Kenworthy, M. A., Mamajek, E. E., Hinz, P. M., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1928
- Kenworthy, M. A., Meshkat, T., Quanz, S. P., et al. 2013, *ApJ*, 764, 7
- King, R. R., McCaughrean, M. J., Homeier, D., et al. 2010, *A&A*, 510, A99
- Knapp, G. R., Leggett, S. K., Fan, X., et al. 2004, *AJ*, 127, 3553
- Konopacky, Q. M., Barman, T. S., Macintosh, B. A., & Marois, C. 2013, *Science*, 339, 1398
- Kuhn, J. R., Potter, D., & Parise, B. 2001, *ApJL*, 553, L189
- Kuzuhara, M., Tamura, M., Kudo, T., et al. 2013, *ApJ*, 774, 11
- Lafrenière, D., Doyon, R., Marois, C., et al. 2007, *ApJ*, 670, 1367
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57
- Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009, *A&A*, 493, L21
- Lagrange, A.-M., Meunier, N., Chauvin, G., et al. 2013, *A&A*, in press
- Lenzen, R., Close, L., Brandner, W., Biller, B., & Hartung, M. 2004, in *SPIE Conf. Ser.*, ed. A. F. M. Moorwood & M. Iye, Vol. 5492, 970–977
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in *SPIE Conf. Ser.*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, Vol. 4841, 944–952
- López-Santiago, J., Montes, D., Crespo-Chacón, I., & Fernández-Figueroa, M. J. 2006, *ApJ*, 643, 1160
- Luhman, K. L., Patten, B. M., Marengo, M., et al. 2007, *ApJ*, 654, 570
- Macintosh, B., Graham, J., Palmer, D., et al. 2008, in *SPIE Conf. Ser.*, ed. N. Hubin, C. E. Max, & P. L. Wizinowich, Vol. 7015, 701518
- Makarov, V. V., Zacharias, N., & Hennessy, G. S. 2008, *ApJ*, 687, 566
- Malo, L., Doyon, R., Lafrenière, D., et al. 2013, *ApJ*, 762, 88
- Mamajek, E. E. 2012, *ApJL*, 754, L20
- Manjavacas, E., Goldman, B., Reffert, S., & Henning, T. 2013, *A&A*, submitted
- Marley, M. S., Fortney, J. J., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. 2007, *ApJ*, 655, 541
- Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., et al. 2003, in *SPIE Conf. Ser.*, ed. A. B. Schultz, Vol. 4860, 130–137
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., & Nadeau, D. 2000, *PASP*, 112, 91
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006a, *ApJ*, 641, 556
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348
- Marois, C., Phillion, D. W., & Macintosh, B. 2006b, in *SPIE Conf. Ser.*, Vol. 6269, 62693M
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q., Macintosh, B., & Barman, T. 2010b, *Nature*, 468, 1080
- Moffat, A. F. J. 1969, *A&A*, 3, 455
- Mordasini, C., Alibert, Y., Klahr, H., & Henning, T. 2012, *A&A*, 547, A111
- Nielsen, E. L., Close, L. M., Biller, B. A., Masciadri, E., & Lenzen, R. 2008, *ApJ*, 674, 466
- Nielsen, E. L., Liu, M. C., Wahhaj, Z., et al. 2013, *ApJ*, 776, 4
- Oppenheimer, B. R., Baranec, C., Beichman, C., et al. 2013, *ApJ*, 768, 24
- Pueyo, L., Crepp, J. R., Vasisht, G., et al. 2012, *ApJS*, 199, 6
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, 111, 587
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013b, *ApJL*, 772, L15
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013a, *A&A*, 553, A60
- Rhee, J. H., Song, I., Zuckerman, B., & McElwain, M. 2007, *ApJ*, 660, 1556
- Riaud, P., Mawet, D., Absil, O., et al. 2006, *A&A*, 458, 317
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *PASP*, 112, 1479
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in *SPIE Conf. Ser.*, ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, Vol. 4839, 140–149
- Soummer, R., Pueyo, L., & Larkin, J. 2012, *ApJL*, 755, L28
- Sparks, W. B. & Ford, H. C. 2002, *ApJ*, 578, 543
- Spiegel, D. S. & Burrows, A. 2012, *ApJ*, 745, 174
- Su, K. Y. L., Hrivnak, B. J., & Kwok, S. 2001, *AJ*, 122, 1525
- Su, K. Y. L., Rieke, G. H., Stansberry, J. A., et al. 2006, *ApJ*, 653, 675
- Thatte, N., Abuter, R., Tecza, M., et al. 2007, *MNRAS*, 378, 1229
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., da Silva, L., et al. 2006, *A&A*, 460, 695
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., Melo, C. H. F., & Sterzik, M. F. 2008, *Young Nearby Loose Associations*, ed. B. Reipurth, 757
- Vican, L. 2012, *AJ*, 143, 135
- Vigan, A., Moutou, C., Langlois, M., et al. 2010, *MNRAS*, 407, 71
- Vigan, A., Patience, J., Marois, C., et al. 2012, *A&A*, 544, A9
- Wahhaj, Z., Liu, M. C., Biller, B. A., et al. 2013b, *ApJ*, accepted
- Wahhaj, Z., Liu, M. C., Nielsen, E. L., et al. 2013a, *ApJ*, 773, 179

## Appendix A: Study of the speckle attenuation and point-source self-subtraction induced by ASDI

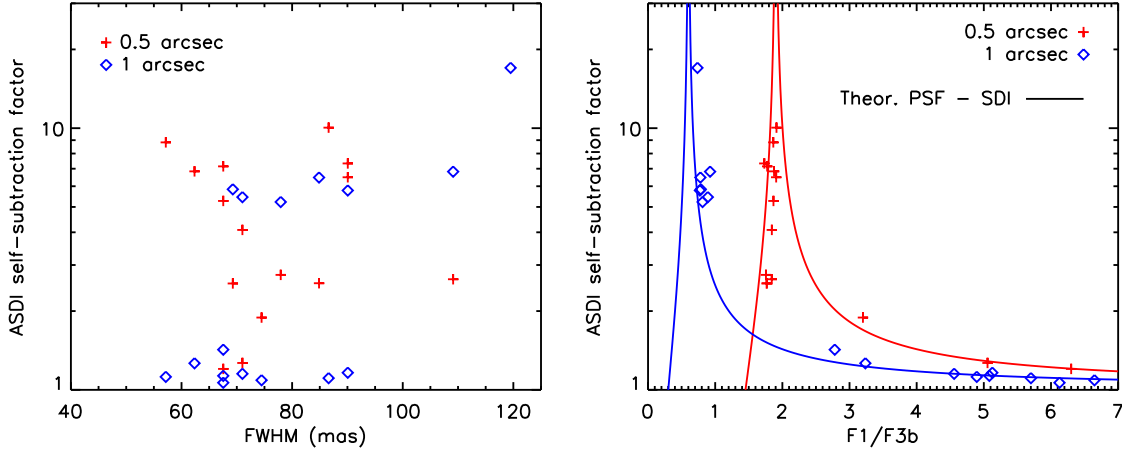
This appendix completes Sect. 5.3 by analyzing possible correlations of the speckle attenuation and self-subtraction with quantities representative of the observations and/or of the spectral properties of point sources.

### Appendix A.1: Properties of the ASDI speckle attenuation

We focus here on possible trends of the ASDI speckle attenuation with observational factors. We test six quantities: the PSF FWHM, the Strehl ratio, the raw noise level (without differential imaging), the coherent energy, the turbulence correlation time, and the seeing. The three first factors are derived directly from the images. The next two parameters are the median of the values estimated by the visible AO wavefront sensor (at a wavelength of 2.17  $\mu\text{m}$  and 0.55  $\mu\text{m}$  respectively). The last quantity is derived by the DIMM at 0.5  $\mu\text{m}$ . The coherent energy and the Strehl ratio are two methods for determining the quality of the AO correction (Fusco et al. 2004). The coherent energy of the NaCo-corrected images is assessed using the slope measurements of the Shack-Hartmann wavefront sensor. We derive the Strehl ratio as the ratio of the maxima of the measured and theoretical normalized PSF. We find global tendencies with the FWHM and the raw noise level at 0.5'' (Fig. A.1), the attenuations being larger for lower values of these parameters. We retrieve a global decreasing trend with the Strehl ratio. The fact that we observe the same trends (inverted for the Strehl ratio) with these three factors is not unexpected, because they are related. We note in Fig. A.1 that the vertical dispersion of the measurements is large for both panels. This could be accounted for by the diversity of the observing conditions (Table 2). At larger separations, we retrieve similar correlations with the FWHM and the raw noise level, but less pronounced because the speckle noise is less and less dominant (results not shown). We do not determine correlations with the parameters estimated by the AO system. We discuss the errors on the speckle attenuation and FWHM in Sect. 5.3. The error on the normalized raw noise level is the same as the error on the PSF considered in the manuscript (20%).



**Fig. A.1.** ASDI speckle attenuation factor at  $0.5''$  as a function of the PSF FWHM (*left*) and the noise level of the raw images (*right*).



**Fig. A.2.** ASDI self-subtraction factor as a function of the PSF FWHM (*left*) and the planet flux ratio (*right*) derived for two separations to the image center. For the right panel, we also represent the theoretical curves for the self-subtraction measured on a diffraction-limited PSF processed in SDI only (no ADI) as a function of the flux ratio (solid lines). Note that the measurements and the theoretical curve determined at  $0.5''$  are shifted horizontally by 1 unit towards the right with respect to the data obtained at  $1''$  for the sake of clarity. Also note the point representing HIP 106231 at  $0.5''$ , which is outside the plot ranges (FWHM = 119 mas,  $F_1/F_{3b} = 0.9$ , ASDI self-subtraction = 100)

#### Appendix A.2: Dependencies of the ASDI self-subtraction

This quantity depends on both observational and spectral factors (Eq. (3)). We use the FWHM as parameter representative of the observations and the companion flux ratio  $F_1/F_{3b}$  (Fig. 2) as spectral factor.  $F_1/F_{3b}$  is calculated by interpolating the model relation on the mass measured at  $5\sigma$ . As the self-subtraction is a function of the angular separation, we present the results for two separations in Fig. A.2. For the FWHM (left panel), we do not see any trends if we consider all the points for each separation.

On the contrary, we find that the self-subtraction is strongly correlated with  $F_1/F_{3b}$ . For  $F_1/F_{3b} \gtrsim 2$  ( $T_{\text{eff}} \lesssim 800$  K, Fig. 2), it is smaller than 2. In this panel, we also represent the theoretical curves of the self-subtraction due to SDI alone measured for diffraction-limited PSF. Although the data points include both SDI and ADI attenuations, we note that they quite well follow the theoretical relations. If we focus on the “peak” of the latter, taking care of the horizontal shift for the curve determined at  $0.5''$ , we note that the corresponding  $F_1/F_{3b}$  decreases from a value of 1 at the image center as the separation increases. This feature is well accounted for by a polynomial law of degree 3. At  $0.5''$ , most measurements are in the regime  $F_1/F_{3b} < 1$ , which means that the companion is brighter at  $1.625 \mu\text{m}$  than at  $1.575 \mu\text{m}$ . This is the case for  $T_{\text{eff}} \gtrsim 1000$  K (Fig. 2).

The fact that the self-subtraction does not show trends with the FWHM for a separation of  $1''$  seems to be inconsistent with Fig. 6, in which we found a correlation of the geometric part of the self-subtraction  $\phi(\mathbf{r})$  with this parameter. However, contrary to  $\phi(\mathbf{r})$ , the ASDI self-subtraction is a degenerated quantity. Thus, we have to distinguish different regimes for the self-subtraction when analyzing possible trends. When  $F_1/F_{3b}$  is large ( $\gtrsim 2$ ), the PSF morphology (FWHM, asymmetries) and chromatic behavior (altered by different spectral filters and by the coronagraph chromaticity) will have little impact on the self-subtraction. We observe in the right panel of Fig. A.2 that the measurements are close to the theoretical predictions. On the contrary, when  $F_1/F_{3b} \approx 1$ , the PSF properties will influence the self-subtraction value. This is confirmed in Fig. A.2, where the discrepancies between the measurements and the theoretical case are larger. If we examine further the data measured at  $1''$  in the left panel of Fig. A.2 and analyze separately the points with small and large self-subtractions, we find that the former are not correlated with the FWHM. However for large self-subtractions, we retrieve a behavior similar to that we obtained for  $\phi(\mathbf{r})$  (Fig. 6). The errors on the quantities represented in Fig. A.2 are described in Sect. 5.3.



# Caractérisation de la population de planètes géantes à grandes séparations

La formation, l'évolution et la structure des planètes géantes font parties des grandes problématiques de l'astrophysique moderne. Les planètes géantes ont un rôle majeur car elles possèdent la plupart de la masse des systèmes planétaires et donc influencent leurs évolutions dynamiques. Mon travail de thèse s'inscrit dans une démarche observationnelle qui est essentielle pour apporter des contraintes sur la diversité des systèmes exoplanétaires.

Mes premiers résultats de thèse sont issus d'une campagne d'observations sur trois ans réalisées avec l'instrument NaCo au VLT. Mes observations de HD 142527 excluent la présence d'une planète géante dans le disque et favoriseraient plutôt un système multiple de faible masse pour expliquer les structures de ce disque de transition. J'ai également détecté une planète géante autour de HD 95086. Cette planète possède des propriétés atmosphériques particulières. Sa présence fait de HD 95086 un rare exemple de systèmes imagés possédant un disque de débris et une planète géante. Enfin, j'ai réalisé une étude statistique sur l'ensemble du relevé et montré que les planètes géantes sur des orbites éloignées sont rares (10 – 20 %) et ne peuvent pas s'être formées majoritairement par effondrement direct du gaz dans un disque instable.

La dernière partie de mon travail de thèse a été consacrée à l'étude du mode d'imagerie différentielle simultanée spectrale. J'ai identifié les biais particuliers liés à la réduction de ce type de données et ai montré que leurs analyses nécessitent l'utilisation de modèles d'évolution. Cette étude permettra d'exploiter les données de l'instrument IRDIS de SPHERE installé au VLT.

**Mots-clés :** Instrumentation : optique-adaptative ; méthode : statistique ; étoiles : HD95086, HD 142527 ; système planétaire

---

## Characterization of the population of wide-orbit giant planets

How giant exoplanet form, evolve and are made of is one of the biggest challenge of modern astronomy. They play an important role as they carry most of the planetary system masses. Therefore, they strongly impact their dynamics and the fate of these systems to host life. My PhD thesis falls within an observational approach that is mandatory to bring constraints on the diversity of planetary systems.

I got my first results from a three-year survey, with NaCo at VLT. My observations of HD 142527 excluded the presence of massive giants planets to explain the structures of this transitional disk and might favor a light multiple system. I also detected a giant planet around HD 95086 and I showed that it has particular atmospheric properties. Finally, I carried out a statistical analysis of the whole survey to show that giant planets on wide-orbits are rare (10 – 20 %) and could not be formed via direct collapse of unstable disks. I dedicated the last part of my work to investigate the spectral simultaneous differential imaging mode. I pointed out the biases associated to the reduction of these data and showed that evolutionary models have to be used to analyze them. This study might help to exploit the full potential of SPHERE/IRDIS data.

**Keywords :** Instrumentation : adaptive-optics ; method : statistics ; stars : HD 95086, HD 142527 ; planetary system

---

Julien Rameau

