Caractérisation des exoplanètes par imagerie depuis le sol et l'espace : Application à la mission SPICES et à l'instrument VLT/NaCo

Anne-Lise Maire

▶ **To cite this version:**

Anne-Lise Maire. Caractérisation des exoplanètes par imagerie depuis le sol et l'espace : Application à la mission SPICES et à l'instrument VLT/NaCo. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Observatoire de Paris, 2012. Français. NNT : . tel-00750252v2

HAL Id: tel-00750252

https://theses.hal.science/tel-00750252v2

Submitted on 24 Apr 2013

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.

Observatoire de Paris — École doctorale d'Astronomie & Astrophysique d'Île-de-France

Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique

Caractérisation des exoplanètes par imagerie depuis le sol et l'espace : Application à la mission SPICES et à l'instrument VLT/NaCo

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 16 octobre 2012

pour l'obtention du

Doctorat de l'Observatoire de Paris

(spécialité astronomie et astrophysique)

par

Anne-Lise MAIRE

Composition du jury

Président :	Didier PELAT	Observatoire de Paris
Rapporteurs :	Claire MOUTOU	Observatoire Astronomique de Marseille Provence
	Fabien MALBET	Observatoire des Sciences de l'Univers de Grenoble
Examinateurs :	Giovanna TINETTI	University College London
	Anne-Marie LAGRANGE	Observatoire des Sciences de l'Univers de Grenoble
	Pierre-Olivier LAGAGE	Commissariat à l'Énergie Atomique
Directeurs de thèse :	Vincent COUDÉ DU FORESTO	Observatoire de Paris
	Anthony BOCCALETTI	Observatoire de Paris

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

Je dédie ces lignes à toutes les personnes qui ont rendu cette thèse possible.

Je dois ma passion pour l'astronomie à Renée Hervier, qui accueillit une adolescente curieuse des choses du ciel dans le petit local de l'association d'astronomie amateur de la ville de Fréjus, dans le Var. Je tiens à remercier également tous les membres de cette association pour leurs encouragements à poursuivre dans cette voie, malgré l'éloignement géographique après mon départ à l'Université de Nice puis à l'Observatoire de Paris.

Je remercie Marianne Faurobert, alors responsable du parcours *Astrophysique* du Master *Omega* de l'Université de Nice, ainsi que Philippe Bendjoya, Olga Suárez et Marcel Carbillet, qui ont encadré mes stages de Master 1 et Master 2, pour m'avoir donné envie de faire une thèse dans ce domaine.

Je suis reconnaissante envers les membres du bureau de l'École Doctorale d'Astronomie & Astrophysique d'Île-de-France de m'avoir fait confiance pour mener cette thèse. Je remercie en particulier Ana Gómez, Didier Pelat et Jacqueline Plancy pour leur écoute.

Je remercie le Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique (LESIA) de m'avoir accueillie pendant ma thèse. Je pense à Cris Dupont et Patricia Nibert pour l'organisation de mes missions et à Claudine Colon et Didier Tiphène pour leur aide sur des questions administratives. Quand on parle de la recherche, on pense naturellement aux chercheurs, mais la recherche ne pourrait pas fonctionner sans les ingénieurs, techniciens et personnels administratifs.

Je tiens à remercier les équipes pédagogiques des enseignements *Électromagnétisme*, *Outils pour la Bureautique et internet* et *Physique de la lumière* de l'Université Denis Diderot Paris 7, avec qui j'ai partagé mes trois années de monitorat. Je pense en particulier à Ernest Ilisca, Camilla Barbetta, Damien Robert, Ludivine Chauvière, Chloé Gerin, Julien Browaeys, Jaysen Nelayah, Loïc Lanco, Jonathan Esposito-Cano, Anne-Lise Gautier et Kévin Degiorgio.

Une ligne pour dire merci à l'équipe CHUCK du module post-master *Sensibilisation à la conduite de projets* : Camilla Pacifici, Léonardo Blanco, Typhaine Dechelette, Damya Souami et Benjamin Mollier. Je pense aussi au groupe du cours de gymnastique tonique du Comité Local d'Action Sociale de l'Observatoire, avec qui j'ai parfois souffert (pour la bonne cause !) : Agnès Fave, Marie Blavier, Florence Henry, Christian Renié, Antonella Barucci, Brigitte Schmieder, Évelyne Roueff, Isabelle Guinouard et Sabine Kimmel.

Merci aux doctorants (dont certains sont devenus docteurs entretemps !) et aux stagiaires avec qui j'ai partagé le bureau au cours de ces trois années : Erwan Reffet, Marion Mas, Audrey Thirouin, Claire-Line Noble, Alan Loh, Johan Mazoyer, Mélody Sylvestre, Simone Ieva et Garima Singh. Merci également à Adeline Gicquel, Cédric Leyrat, Sandrine Guerlet, Pablo Santos-Sanz, Benoît Carry, Vincent Garrel, Élodie Choquet, Elsa Huby et Olivier Martin. Je remercie Damien Pickel, Miguel Montargès et Julien Girard pour avoir représenté et représenter les doctorants au conseil du LESIA et au conseil d'administration de l'Observatoire de Paris.

Merci à Gaël Chauvin et Julien Girard (tiens, un homonyme) avec qui j'ai eu le privilège d'observer deux nuits au *Very Large Telescope* au Chili en décembre 2010. J'ai une pensée pour Oscar Orrego, pour sa gentillesse lors de mes passages à la maison d'hôtes de l'Observatoire Européen Austral (ESO) à Santiago.

Je fais part de ma gratitude aux membres du jury pour avoir accepté d'examiner mon travail,

en particulier à Claire Moutou et Fabien Malbet pour leur analyse critique de mon manuscrit.

Merci à Jean Schneider pour l'intérêt qu'il a porté à mes recherches. Son travail méticuleux de mise à jour de l'Encyclopédie des Planètes Extrasolaires depuis février 1995 force l'admiration.

Je remercie amicalement Vincent Coudé du Foresto pour ses suggestions avisées lors de la préparation de ma soutenance.

Comment puis-je remercier (l'archange ?) Raphaël Galicher, qui m'a permis de démarrer ma thèse dans les meilleures conditions possibles et qui a relu patiemment mon article de la revue *Astronomy & Astrophysics* et mon manuscrit de thèse ? Ses commentaires ont toujours été pertinents et constructifs.

Je remercie profondément Anthony Boccaletti pour avoir encadré mon travail, y compris quand il était pris par d'autres obligations (je pense notamment au moment où tu étais à la fois président du colloque *Lyot 2010* et proposant principal de la mission SPICES ; je me demande encore comment tu as réussi à mener à bien ces deux projets !), et pour m'avoir laissé choisir les orientations de mes recherches.

Enfin, j'adresse mes remerciements les plus chaleureux à mes amis, mon entourage et ma famille. À Hélène, Mélanie, Benjamin, Nicolas, Pierre-Yves, Ali, Gaëlle, Mickaël, Isabelle, Kelly et Amandine, dont les rayons de soleil ont souvent remplacé ceux de Paris. À mon père, qui m'a transmis son goût pour la connaissance. À ma mère, qui a toujours cru en moi même dans les moments où il m'est arrivé de douter.

À ma famille,
À Renée,
À mes parents,

Table des matières

Table des figures **xi**

Liste des tableaux **xv**

Introduction **1**

Partie I L'étude des exoplanètes **5**

I.1 Complémentarité des méthodes de détection et résultats marquants **7**

I.1.1 Motivations scientifiques 7

I.1.2 Complémentarité des méthodes de détection 8

I.1.2.1 Brève description du principe des méthodes 8

I.1.2.1.1 Vitesses radiales ou spectroscopie Doppler 8

I.1.2.1.2 Astrométrie 9

I.1.2.1.3 Microlentilles gravitationnelles 9

I.1.2.1.4 Chronométrage 10

I.1.2.1.5 Transits 10

I.1.2.1.6 Imagerie 11

I.1.2.2 Espaces des paramètres planétaires accessibles 11

I.1.2.3 Types d'analyse 12

I.1.3 Quelques avancées marquantes 13

I.1.3.1 Nouvelles classes de planètes 13

I.1.3.2 Révision des modèles de formation et d'évolution planétaire 13

I.1.3.3 Relation masse-rayon des planètes 14

I.1.3.4 Fréquence d'occurrence des planètes 14

I.1.3.5 Caractérisation atmosphérique 15

I.2 L'imagerie directe des exoplanètes **17**
I.2.1 Analyse spectrale des planètes à longue période orbitale . . . 17
I.2.2 Haut contraste à haute résolution angulaire . . . 18
I.2.2.1 Atténuer la diffraction de l'étoile . . . 19
I.2.2.1.1 Coronographie . . . 19
I.2.2.1.2 Interférométrie annulante . . . 23
I.2.2.2 Atténuer le bruit de *speckles* de l'étoile . . . 24
I.2.2.2.1 Imagerie différentielle . . . 24
I.2.2.2.2 Contrôle de front d'onde . . . 25
I.2.3 Instruments actuels et en cours d'intégration . . . 27
I.2.3.1 Instruments sols . . . 29
I.2.3.2 *James Webb Space Telescope* (JWST) . . . 31
I.2.4 Projets futurs . . . 32
I.2.4.1 Les très grands télescopes (ELT) . . . 32
I.2.4.2 Observatoires spatiaux . . . 33
I.2.4.2.1 SPICA . . . 33
I.2.4.2.2 *Terrestrial Planet Finders* . . . 33
I.2.4.2.3 Petites missions spatiales . . . 33

Partie II La mission SPICES et le code de simulation MEHICI **35**

II.1 La mission SPICES **39**
II.1.1 Motivation pour un coronographe spatial . . . 39
II.1.1.1 Caractérisation de planètes inaccessibles par les instruments sol . . . 40
II.1.1.2 Imagerie de disques circumstellaires faibles ($\gtrsim$1 zodi) . . . 41
II.1.1.2.1 Disques protoplanétaires . . . 41
II.1.1.2.2 Disques de débris . . . 42
II.1.1.3 Préparation des futures missions dédiées à la caractérisation d'exoTerres 43
II.1.2 Objectifs scientifiques . . . 43
II.1.2.1 Spectro-polarimétrie visible d'exoplanètes connues . . . 43
II.1.2.1.1 Géantes gazeuses et glacées . . . 45
II.1.2.1.2 Super-Terres . . . 47
II.1.2.1.3 Planètes jeunes . . . 49
II.1.2.2 Imagerie des parties internes de disques circumstellaires . . . 50
II.1.2.2.1 Disques protoplanétaires . . . 50
II.1.2.2.2 Disques de débris . . . 51

II.1.3 Concept instrumental 51
II.1.3.1 Coronographie 52
II.1.3.2 Contrôle de front d'onde 53
II.1.3.3 Spectromètre intégral de champ 54
II.1.3.4 Mesure de la polarisation 54

II.2 Le code de simulation MEHICI **57**
II.2.1 Architecture du code MEHICI 57
II.2.1.1 Génération des images de l'étoile et des planètes 57
II.2.1.2 Normalisation des flux et introduction des bruits de détection 62
II.2.1.3 Étalonnage des *speckles* et mesure du spectre des planètes 63
II.2.2 Modèles d'atmosphères planétaires 67
II.2.2.1 Modèles de Jupiters et Neptunes de Cahoy et al. (2010) 67
II.2.2.2 Modèles de Terres de Stam (2008) 67
II.2.2.3 Modèles de Jupiters de Stam et al. (2004) 68
II.2.2.4 Modèles de planètes géantes gazeuses de Burrows et al. (2004) 68
II.2.2.5 Modèles AMES-COND d'Allard et al. (2001) 68

Partie III Imagerie d'exoplanètes depuis l'espace : Simulations numériques des performances de la mission SPICES **71**

III.1 Optimisation des paramètres instrumentaux **75**
III.1.1 Bande et résolution spectrales 75
III.1.2 Obstruction du télescope et budget d'erreur 77
III.1.3 Étalonnage des *speckles* sans MD 79
III.1.3.1 Un télescope de 1,5 m associé à la SCC ? 79
III.1.3.2 Un télescope plus grand combiné à la déconvolution spectrale ? . . . 79
III.1.4 Taille du MD 82
III.1.5 Sensibilité à une erreur de pointage 83
III.1.6 Premières simulations d'observations de SPICES 85
III.1.6.1 Hypothèses 86
III.1.6.2 Mesure du spectre pour deux cas typiques 87
III.1.6.3 Limites en distance des planètes accessibles 88

III.2 Performance en détection **91**
III.2.1 Hypothèses de simulation 91
III.2.1.1 Hypothèses sur l'instrument 91

III.2.1.2 Hypothèses sur les spectres planétaires 92
III.2.2 Performance instrumentale 94
III.2.3 Sensibilité aux bruits de détection 97
III.2.3.1 Bruit de photon des *speckles* et bruit de lecture du détecteur 100
III.2.3.2 Bruit de photon de l'exodisque 100
III.2.4 Performance en fonction du type stellaire 101

III.3 Performance en caractérisation spectrale pour une étoile de type solaire 105
III.3.1 Critère de caractérisation 105
III.3.2 Hypothèses des simulations 107
III.3.3 Jupiters 108
III.3.4 Neptunes 111
III.3.5 Super-Terres 112

III.4 Cibles potentielles 117
III.4.1 Hypothèses de travail 117
III.4.2 Limites de sensibilité 119
III.4.3 Résumé et conclusion 121

Partie IV Imagerie d'exoplanètes depuis le sol : Analyse de données obtenues avec le mode FQPM+SDI+ADI de l'instrument VLT/NaCo 125

IV.1 L'instrument VLT/NaCo et le programme d'observation 129
IV.1.1 L'instrument VLT/NaCo 129
IV.1.2 Recherche de planètes géantes de température $\leq$1300 K à des séparations $\geq$5–10 UA 130
IV.1.3 Préparation à l'exploitation de l'instrument SPHERE 132
IV.1.4 Présentation des données 134

IV.2 Réduction des données 137
IV.2.1 Création du cube maître d'images de science et de la FEP 137
IV.2.1.1 Calcul des angles parallactiques de toutes les images 138
IV.2.1.2 Correction des erreurs cosmétiques 139
IV.2.1.3 Réduction des FEP 139
IV.2.1.4 Réduction des images de science 140
IV.2.2 Traitements SDI et ADI 141
IV.2.2.1 SDI 141

IV.2.2.2 ADI 146
IV.2.3 Comparaison des techniques d'imagerie différentielle 149
IV.2.3.1 Images issues des traitements 149
IV.2.3.2 Limites de détection à 5 σ 151

IV.3 Interprétation des performances du programme d'observation 157
IV.3.1 Limites de détection en ADI classique 157
IV.3.1.1 Niveaux de détection à 5 σ 157
IV.3.1.2 Limites de sensibilité en température effective de compagnons 160
IV.3.1.3 Limites de sensibilité en masse de compagnons 163
IV.3.2 Limites de détection SDI+ADI classique 165
IV.3.2.1 Difficultés de l'interprétation des flux mesurés en SDI 166
IV.3.2.2 Niveaux de détection à 5 σ 171
IV.3.2.3 Limites de sensibilité en température effective de compagnons 173
IV.3.2.4 Limites de sensibilité en masse de compagnons 173
IV.3.3 Estimation des performances réelles du traitement SDI 174
IV.3.4 Résumé et perspectives 179

Conclusion 181

Résultats 183

Perspectives 185

Annexes 187

A Liste des publications 189

B Article Boccaletti, A., *et al.* 2012, Exp. Astron., 34, 355 191

C Article Maire, A.-L., *et al.* 2012, A&A 541, A83 207

Bibliographie 227

Table des figures

I.1.1 Diagramme masse-séparation des exoplanètes connues 12
I.1.2 Diagramme masse-rayon des exoplanètes connues 15

I.2.1 Problématique du contraste en imagerie directe 19
I.2.2 Principe du coronographe de Lyot 20
I.2.3 Amplitude absolue dans le plan du diaphragme de Lyot 21
I.2.4 Les différentes familles de coronographe 22
I.2.5 Principe de l'interférométrie annulante 24
I.2.6 Principe du contrôle de front d'onde 26
I.2.7 Images des planètes en orbite autour de HR 8799 et de β Pictoris 27
I.2.8 Spectres mesurés des planètes 2M1207 b et HR 8799 b 28
I.2.9 Modèles d'évolution de planètes géantes gazeuses 30
I.2.10 Chronologie des instruments d'imagerie directe 31
I.2.11 Performances en contraste des instruments d'imagerie directe 32

II.1.1 Sensibilité de SPICES comparée aux magnitudes théoriques de Jupiters jeunes . 41
II.1.2 Sensibilité de SPICES comparée aux intensités mesurées de disques de débris . . 42
II.1.3 Diagrammes couleur-couleur de planètes géantes et glacées 44
II.1.4 Modèles d'atmosphères de planètes analogues à Jupiter 46
II.1.5 Modèles d'atmosphères de planètes géantes gazeuses 47
II.1.6 Modèles d'atmosphères de planètes telluriques 49
II.1.7 Modèles d'atmosphères de planètes analogues à la Terre 50
II.1.8 Concept instrumental de SPICES 52
II.1.9 Schéma de la procédure de mesure de la polarisation avec SPICES 55

II.2.1 Correction de front d'onde par miroir déformable 58
II.2.2 Principe des coronographes à quatre quadrants et vortex 60
II.2.3 Images produites par des coronographes de phase et courbes d'atténuation . . . 61
II.2.4 Principe de la *self-coherent camera* associée à un coronographe de type Lyot . . 62
II.2.5 Images coronographiques sans et avec la modulation de la SCC 63
II.2.6 Principe de l'étalonnage des *speckles* par la SCC 64
II.2.7 Principe de la déconvolution spectrale 65
II.2.8 Schéma récapitulatif du code MEHICI 66
II.2.9 Spectres théoriques visibles de Jupiters 69

III.1.1 Étude de la résolution spectrale 76
III.1.2 Étude de l'obstruction centrale et du budget d'aberrations optiques 78
III.1.3 Contraste instrumental à 5 σ obtenu avec l'imagerie différentielle de la SCC . . 80

III.1.4 Étude de la déconvolution spectrale 81
III.1.5 Contraste instrumental à 5 σ obtenu avec une SCC-FQPM et un MD 32 $\times$ 32 . 83
III.1.6 Contraste instrumental à 5 σ obtenu avec une SCC-FQPM et un MD 64 $\times$ 64 . 84
III.1.7 Sensibilité du contraste instrumental à 5 σ à une erreur de pointage 85
III.1.8 Contraste instrumental de SPICES 86
III.1.9 Spectres mesurés de planètes comparés aux modèles théoriques 87
III.1.10 Limites en distance des planètes accessibles par SPICES 88

III.2.1 Images simulées sans bruit de détection 95
III.2.2 Contraste instrumental à 5 σ de SPICES 96
III.2.3 Impact de la lumière exozodiacale sur la mesure du spectre de planètes 97
III.2.4 Image simulée d'un système planétaire vu par SPICES 99
III.2.5 Sensibilité de SPICES envers le bruit de lecture et l'intensité de l'exodisque . . 100
III.2.6 Sensibilité de SPICES envers le bruit de photon stellaire 102

III.3.1 Dispersion des mesures de flux pour des niveaux de RSB de 10 et 30 108
III.3.2 Évolution du rapport signal à bruit mesuré pour des Jupiters 109
III.3.3 Spectres mesurés et théoriques pour différents modèles de Jupiters 111
III.3.4 Évolution du rapport signal à bruit mesuré pour des Neptunes 112
III.3.5 Spectres mesurés et théoriques pour différents modèles de Neptunes 113
III.3.6 Évolution du rapport signal à bruit mesuré pour des super-Terres 114
III.3.7 Spectres mesurés et théoriques pour différents modèles de super-Terres 115

III.4.1 Relations masse-rayon pour des planètes rocheuses et géantes 118
III.4.2 Rayon minimal des planètes caractérisables par SPICES 120

IV.1.1 Observatoire du *Very Large Telescope* 130
IV.1.2 Profils radiaux de la détection à 5 σ d'AB Doradus 132

IV.2.1 Images NaCo dans le mode SDI 138
IV.2.2 Images de la réponse du FQPM, des filtres SDI et du prisme de Wollaston . . . 139
IV.2.3 Principe de l'imagerie différentielle spectrale 143
IV.2.4 Comparaison de différents algorithmes de traitement SDI 145
IV.2.5 Principe de l'imagerie différentielle angulaire 146
IV.2.6 Schémas des zones utilisées en ADI radial et LOCI 147
IV.2.7 Graphique de l'atténuation de l'algorithme cADI des flux maximum et total . . 149
IV.2.8 Organigramme de la chaîne de réduction des données 150
IV.2.9 Images produites par les traitements ADI, SDI et SDI+cADI 151
IV.2.10 Limites de détection en contraste après les traitements ADI, SDI et SDI+cADI 153
IV.2.11 Limites de détection du profil moyen de la carte de l'écart-type du bruit . . . 155

IV.3.1 Limites de détection cADI en contraste du programme d'observation 158
IV.3.2 Modèles d'évolution d'objets de masse substellaire 161
IV.3.3 Limites de sensibilité cADI en température effective de compagnon 162
IV.3.4 Limites de sensibilité cADI en masse de compagnons 164
IV.3.5 Sensibilité en masse de compagnons en fonction de la séparation 165
IV.3.6 Sensibilité en masse de compagnons en fonction du type spectral 166
IV.3.7 Évolution de l'atténuation géométrique du traitement SDI 168
IV.3.8 Courbes modèles des différences de flux en fonction de la masse 170

IV.3.9 Limites de détection SDI+cADI en contraste du programme d'observation . . . 172
IV.3.10 Gain en contraste du traitement SDI+cADI par rapport au traitement cADI . 173
IV.3.11 Niveaux de détection à 5 σ de programmes SDI et ADI 174
IV.3.12 Limites de sensibilité SDI+cADI en température effective 175
IV.3.13 Limites de sensibilité SDI+cADI en masse 176
IV.3.14 Limites de sensibilité en masse réelles du traitement SDI+cADI 178

Liste des tableaux

II.1.1 Principales molécules observables dans les spectres de planètes géantes gazeuses 48
II.1.2 Principales molécules observables dans le spectre des planètes telluriques 49

III.1.1 Rapports signal à bruit mesurés sur des spectres planétaires 87

III.2.1 Hypothèses utilisées pour les simulations sans bruits de détection 92
III.2.2 Paramètres utilisés pour les spectres de planètes géantes. 93
III.2.3 Paramètres utilisés pour les spectres de super-Terres 93
III.2.4 Séparations étoile-planète en fonction du type stellaire 94
III.2.5 Hypothèses utilisées pour les simulations avec bruits de détection 98
III.2.6 Liste des exoplanètes connues potentiellement détectables avec SPICES 103

III.3.1 Critères sur le rapport signal à bruit des spectres planétaires 106
III.3.2 Distance maximale de résolution d'une planète par SPICES 107

III.4.1 Performance spectrométrique de SPICES 122

IV.1.1 Propriétés des étoiles observées et conditions d'observation 133
IV.1.2 Propriétés des fichiers de données 134

IV.2.1 Paramètres utilisés pour la création des cubes maîtres 142

Introduction

La science va sans cesse se raturant elle-même.
Ratures fécondes.
Victor Hugo

Épicure (341–270 avant J.-C.), dans une lettre à Hérodote, fut le premier à évoquer la possibilité d'une vie ailleurs que sur Terre [1] : *"Les mondes de même sont en nombre infini, aussi bien ceux qui ressemblent au nôtre que ceux qui en diffèrent. [...] Personne ne saurait démontrer que ces sortes de germes, d'où sont sortis les êtres vivants, les plantes et toutes les autres choses visibles, pourraient ou non exister dans tel monde et ne le pourraient pas dans tel autre".*

Il fallut attendre le XIX^{e} siècle pour les premières recherches de compagnon planétaire, avec l'hypothèse d'un compagnon pour expliquer les anomalies orbitales de l'étoile 70 Ophiuchi (Jacob 1855; See 1896), puis le XX^{e} siècle, avec les compagnons de masse jovienne en orbite autour de l'étoile de Barnard (van de Kamp 1969). Ces détections furent toutefois rejetées par des travaux ultérieurs (Moulton 1899; Gatewood & Eichhorn 1973). Au milieu du XX^{e} siècle, Struve (1952) proposa deux méthodes pour la détection des exoplanètes, les vitesses radiales et les transits.

La première détection confirmée d'exoplanètes est celle des planètes de masse terrestre orbitant le pulsar milliseconde PSR 1257+12 (Wolszczan & Frail 1992; Wolszczan 1994), par le chronométrage de la période de rotation de ce dernier. Le premier compagnon planétaire détecté autour d'une étoile de la séquence principale fut 51 Pegasi b (Mayor & Queloz 1995), par la méthode des vitesses radiales. Ces détections de planètes géantes de période orbitale très courte ($\sim$4 jours) furent remises en cause au début, en particulier par Gray (1997) qui détecta une variation de même période d'une raie d'absorption de 51 Pegasi b et postula l'existence de modes de pulsation stellaire inconnus. Néanmoins, des observations ultérieures invalidèrent cette hypothèse (Gray 1998). La détection de variations de vitesse radiale associées à des planètes en orbite plus lointaine convainquit les derniers sceptiques. Le domaine des exoplanètes franchit deux étapes importantes en 2000 avec les premières déterminations du rayon d'une planète (Henry et al. 2000; Charbonneau et al. 2000) et en 2002 avec la première détection de l'atmosphère d'une planète (Charbonneau et al. 2002). En juillet 2012, on compte 777 exoplanètes détectées (`http://exoplanet.eu`, Schneider et al. 2011), dont une vingtaine pour lesquelles l'atmosphère a été mesurée (Seager & Deming 2010). La recherche des exoplanètes est en train de passer progressivement d'une phase dominée par la détection des planètes et la détermination de leur masse et paramètres orbitaux (demi-grand axe, excentricité) à une phase dominée par la caractérisation physique (rayon, densité) et atmosphérique (température, composition, structure verticale). Toutefois, ces dernières études concernent des planètes en orbite très proche de leur étoile ($\lesssim$0,05 UA).

L'imagerie directe offre de nouvelles perspectives en donnant accès à un espace des paramètres planétaires complémentaire à celui des autres techniques d'étude des exoplanètes et à la température, la composition chimique et la structure de l'atmosphère des planètes. Cette méthode est difficile à mettre en œuvre parce qu'elle nécessite d'atteindre de hauts contrastes étoile/planète à des séparations angulaires très proches (typiquement du million à 10 milliards à quelques fractions de secondes d'arc). Néanmoins, les instruments disponibles actuellement, au sol (*Very Large Telescope*/NaCo, *Gemini*/NIRI, *Subaru*/CIAO) et dans l'espace (*Hubble*/ACS), ont permis l'observation d'une trentaine d'objets de masse planétaire autour d'étoiles. En raison d'incertitudes sur leur âge, seuls quelques uns de ces objets sont certainement des planètes. Une première génération d'instruments optimisés pour la détection et la caractérisation spectrale dans l'infrarouge proche des planètes géantes gazeuses jeunes et/ou massives est en cours d'opération ou d'intégration (P1640, HiCIAO, SPHERE, GPI). Ceux-ci ont pour objectif d'obtenir des contrastes de 10^{6}–10^{7} à des séparations de 0,5–1″. Cependant, l'étude des planètes plus légères et plus âgées (géantes glacées, super-Terres et Terres) requiert le développement de nouveaux instruments pour atteindre des contrastes 100 à 1000 fois plus élevés (10^{8}–10^{10}). Les

1. Cette traduction est tirée du site Internet `http://www.ac-nice.fr/philo/?Epicure`.

instruments sur les très grands télescopes (30–40 m) permettront de détecter des géantes glacées et des super-Terres dans l'infrarouge proche mais ne pourront probablement pas faire d'analyses spectroscopiques détaillées de ces dernières à cause du bruit de photon stellaire. En parallèle, des projets de coronographes spatiaux de 1,5 m de diamètre observant dans le domaine visible sont à l'étude pour répondre à ces questions (ACCESS, PECO, SPICES). Pendant ma thèse, je me suis intéressée aux performances en caractérisation de deux instruments : la mission SPICES, proposée à l'Agence Spatiale Européenne pour l'appel *Cosmic Vision*, et la caméra d'optique adaptative NaCo du *Very Large Telescope*.

Dans la première partie de ce manuscrit, je résume brièvement le principe des techniques et le type d'informations qu'elles donnent ainsi que quelques résultats marquants. Dans cette même partie, je décris ensuite les problèmes liés à l'imagerie directe des exoplanètes, les solutions proposées pour les surmonter et les objectifs des instruments en cours d'intégration et à l'étude. J'explique dans une deuxième partie les motivations, le programme scientifique et le concept instrumental de la mission SPICES, puis le fonctionnement du code de simulation instrumentale que j'ai utilisé pour valider le concept de SPICES par rapport à ses objectifs. Je présente dans la troisième partie l'analyse des performances de la mission, en commençant par la définition des spécifications hauts niveaux. Puis, je détermine les performances en détection en fonction de différentes sources de bruit. Après, je propose un critère pour la caractérisation spectrale de l'atmosphère de plusieurs types de planètes à partir de spectres modèles et j'évalue les temps de pose requis par SPICES pour mener ces études dans le cas d'une étoile analogue au Soleil. Enfin, j'estime le volume d'espace accessible à l'instrument et le nombre de cibles potentielles. La quatrième et dernière partie est consacrée à l'analyse des performances d'un programme d'observation combinant les modes coronographie et imagerie différentielle de la caméra d'optique adaptative NaCo du *Very Large Telescope*. Les objectifs de ce programme sont doubles : chercher des exoplanètes géantes gazeuses à des séparations plus proches que celles sondées par les grands programmes de détection en cours et préparer l'exploitation scientifique des premières données de l'instrument de nouvelle génération SPHERE. Cet instrument, dont la mise en service est prévue au printemps 2013, est le premier dédié à la détection et à la caractérisation d'exoplanètes du *Very Large Telescope*. Les résultats de notre programme d'observation sont encourageants, avec des limites de détection atteignant des masses de 13 $M_{\rm J}$ à des séparations de 10–20 UA pour 50% des cibles observées.

Première partie

L'étude des exoplanètes

Parce que l'astronomie parvenait à calculer les tables de la lune, on a cru que le but de toute science était de prévoir avec exactitude l'avenir ; parce que Le Verrier avait pu indiquer la position probable de la planète Neptune [...], on a cru que la science était capable de corriger la société et d'indiquer les mesures à prendre pour faire disparaître ce que le monde actuel renferme de déplaisant.
Georges Sorel

Chapitre I.1

Complémentarité des méthodes de détection et résultats marquants

Je présente dans ce chapitre un bref résumé des motivations scientifiques pour l'étude des exoplanètes (section I.1.1), des techniques de détection et leur complémentarité (section I.1.2) et de quelques résultats marquants (section I.1.3). Je ne prétends pas être exhaustive étant donné l'extrême diversité des études en rapport avec les exoplanètes. Pour donner une idée de la vitalité de ce domaine de recherche, on compte plus de 9 000 communications depuis 1995 (articles de revues à comité de lecture, actes de conférences, etc) dont presque 900 pour l'année 2011 (d'après l'Encyclopédie des Planètes Extrasolaires `http://exoplanet.eu` consultée le 21 juillet 2012, Schneider et al. 2011).

I.1.1 Motivations scientifiques

La recherche sur les exoplanètes a une résonance particulière auprès de la société, en raison des questions auxquelles elle touche. Comment la Terre s'est-elle formée ? Comment la vie sur notre planète est-elle apparue et s'est-elle développée ? Y a-t-il d'autres planètes similaires à la nôtre ? Sommes-nous seuls dans l'Univers ? Ces interrogations ont pendant longtemps échappé à l'investigation scientifique. Même si les progrès spectaculaires de la planétologie, de la biologie et de l'astronomie dans la deuxième moitié du siècle dernier et au début du siècle présent ont apporté des éléments de réponse aux deux premières questions, de nombreuses zones d'ombre subsistent (par exemple, Lunine et al. 2011; Trevors 2012). Qu'à cela ne tienne, celles-ci continueront à alimenter l'insatiable curiosité des êtres humains pendant les décennies à venir (et au-delà ?).

En ce qui concerne la formation de la Terre et du système solaire, auquel elle appartient, l'étude des exoplanètes a permis la révision de nos théories. En effet, avant la découverte fortuite de la première exoplanète autour d'une étoile de la séquence principale par Mayor & Queloz (1995), le seul exemple dont disposaient les astronomes était notre système solaire, avec ses planètes rocheuses proches du Soleil et ses planètes géantes gazeuses et glacées plus lointaines. La détection d'une planète géante gazeuse tournant autour de son étoile en un peu plus de quatre jours suivie de celle d'autres objets similaires surprit la communauté, qui s'attela alors à élaborer des mécanismes pouvant expliquer ces "Jupiters chauds" (paragraphe I.1.3.2). Ces études et d'autres ont conduit à l'écriture d'un nouveau scénario de formation de notre système solaire (Tsiganis et al. 2005). Après 17 ans de recherche, on a détecté 777 exoplanètes (`http://exoplanet.eu` consulté le 21 juillet 2012, Schneider et al. 2011). Les analyses statis-

tiques des paramètres physiques de ces planètes (masse, rayon, séparation, excentricité) et de leur étoile parente (masse, métallicité) ont amené un certain nombre de résultats importants (paragraphe I.1.3). Toutefois, des informations complémentaires (rayon, densité, spectre) et des détections nouvelles (planètes rocheuses, planètes à longue période orbitale, planètes autour d'étoiles A et M, planètes autour de systèmes binaires et multiples) sont nécessaires pour une compréhension complète des processus de formation et d'évolution planétaire.

I.1.2 Complémentarité des méthodes de détection

Je rappelle ci-dessous le principe des différentes méthodes de détection tout en soulignant leur complémentarité en termes d'espaces des paramètres accessibles (période orbitale, inclinaison, type spectral et âge de l'étoile hôte) et de types d'analyse permise (étude statistique, recherche de candidats pour la caractérisation spectrale et mesure de spectres).

I.1.2.1 Brève description du principe des méthodes

Les méthodes de détection des exoplanètes peuvent être regroupées en deux grandes catégories : les méthodes indirectes, qui consistent à mesurer les effets (dynamiques, photométriques) d'une planète sur son étoile hôte (vitesses radiales, astrométrie, transit primaire, microlentilles gravitationnelles, chronométrage), et les méthodes directes, qui ont pour objectif d'analyser les photons émis/réfléchis par la planète elle-même (transit secondaire, imagerie).

I.1.2.1.1 Vitesses radiales ou spectroscopie Doppler

Cette méthode est celle qui a détecté la première exoplanète autour d'une étoile de la séquence principale en 1995 [2] (Mayor & Queloz 1995) et permis de découvrir le plus grand nombre de planètes (715, `http://exoplanet.eu` consulté le 21/07/2012, Schneider et al. 2011). Le principe de la méthode des vitesses radiales (ou spectroscopie Doppler) est le suivant : d'après les lois de la mécanique newtonienne, un système étoile-planète tourne autour de son centre de gravité, qui ne coïncide pas exactement avec le centre de l'étoile ($M_{\rm p}/M_\star \times a$, $M_{\rm p}$ est la masse de la planète, $M_\star$ celle de l'étoile et a le demi-grand axe de l'orbite de la planète). Par conséquent, l'étoile orbite autour de cette position au cours du temps et la position en longueur d'onde de ses raies d'absorption va varier par effet Doppler. Lorsque l'étoile se rapproche, les raies d'absorption vont se décaler vers les courtes longueurs d'onde et quand elle s'éloigne, celles-ci vont se décaler vers les grandes longueurs d'onde. Cette méthode ne fonctionne que pour les systèmes planétaires dont l'inclinaison par rapport au plan perpendiculaire à la ligne de visée est proche de 90°. De plus, l'amplitude du mouvement (exprimé en m.s^{-1}) de l'étoile induit par la planète est d'autant plus important que cette dernière est proche et massive. Celle-ci est proportionnelle à la relation suivante :

$$K \propto M_{\rm p} \times sin(i) \times P^{-1/3} \tag{I.1.1}$$

avec i l'inclinaison de l'orbite de la planète par rapport à la ligne de visée ($i = 90°$ pour une orbite vue de profil) et P la période orbitale. Une limitation importante des vitesses radiales est que la "masse" mesurée ($M_{\rm p} \times sin(i)$) est une valeur minimale car l'inclinaison de l'orbite de la planète est inconnue (mesure réalisée selon la ligne de visée).

2. Les premières exoplanètes détectées l'ont été autour du pulsar milliseconde PSR 1257+12 par Wolszczan & Frail (1992), qui ont mesuré les variations temporelles de la période de rotation du pulsar. Un pulsar est une étoile à neutron en rotation résultant de l'explosion d'une étoile en supernova.

Pour 51 Pegasi b (planète de masse minimale égale à la moitié de celle de Jupiter située à 0,05 unités astronomiques ou UA [3] de son étoile), la première exoplanète découverte (Mayor & Queloz 1995), K vaut 57 m.s^{-1}. La précision des instruments actuels est de 1 m.s^{-1}, ce qui permet de détecter des planètes rocheuses de quelques masses terrestres (on appelle ces planètes "super-Terres") à quelques fractions d'UA. La précision des mesures de vitesses radiales est limitée par l'instrument (précision de l'étalonnage en longueur d'onde) ou par l'étoile observée elle-même (signaux astrophysiques parasites dûs à son activité). Pour atteindre les précisions requises pour détecter une super-Terre et une Terre à 1 UA (50 et 10 cm.s^{-1} respectivement), le développement de méthodes plus précises d'étalonnage en longueur d'onde (Wilken et al. 2012) et d'algorithmes pour séparer le signal lié à la planète du signal produit par l'activité stellaire (Lagrange et al. 2010a; Meunier et al. 2010; Boisse et al. 2011) est nécessaire.

I.1.2.1.2 Astrométrie

L'astrométrie consiste aussi à mesurer le mouvement de l'étoile induit par la révolution de la planète mais dans le plan perpendiculaire à la ligne de visée. Cette technique est intéressante car elle permet de déterminer d'une part l'inclinaison du système étoile-planète et la masse réelle de la planète, et d'autre part l'orientation projetée sur le ciel de l'orbite de la planète donc sa position orbitale au cours du temps. Pour donner un ordre de grandeur des précisions requises pour détecter des planètes par astrométrie, une planète similaire à Jupiter en orbite autour d'une étoile analogue au Soleil située à 10 pc [4] induit une perturbation de 500 μas. Quelques planètes seulement ont été détectées par astrométrie mais il s'agissait de planètes déjà découvertes par la méthode des vitesses radiales (par exemple, Benedict et al. 2002).

Le développement de l'astrométrie pour la détection des exoplanètes pourrait s'accélérer avec le lancement de la mission *Gaia* [5] prévu en 2013 et la mise en service des instruments PRIMA (*Phase Referenced Imaging and Microarcsecond Astrometry*, van Belle et al. 2008) et ASTRA (*ASTrometric and phase-Referenced Astronomy*, Eisner et al. 2010) sur le *Very Large Telescope Interferometer* et le *Keck Interferometer* respectivement. Ces instruments visent des précisions de 5–300 μas et 10–100 μas respectivement selon la magnitude de l'étoile observée.

I.1.2.1.3 Microlentilles gravitationnelles

La technique des microlentilles gravitationnelles (Udalski et al. 2005) utilise un effet prédit par la théorie de la relativité générale d'Albert Einstein. Selon cette théorie, un astre massif modifie la courbure de l'espace-temps autour de lui, ce qui a pour effet de changer la trajectoire d'un rayon lumineux passant à proximité de celui-ci [6]. Ainsi, si un astre passe près de la ligne de visée joignant un observateur à un autre astre situé à plus grande distance, les trajectoires des rayons lumineux émis par ce dernier sont déformées et focalisées, d'où le nom de "lentille gravitationnelle" donné à l'astre en avant-plan. L'observateur verra une amplification et une diminution

3. Cette grandeur est définie comme la distance Soleil-Terre et vaut 150 millions de kilomètres.

4. Une distance de 1 pc est définie comme la distance pour laquelle le rayon de l'orbite de la Terre est vu sous un angle de 1″. 1 pc = 3,26 années-lumières = $3{,}08\times10^{13}$ km.

5. À l'origine GAIA (acronyme de *General Astrometric Interferometer for Astrophysics*) était un interféromètre spatial à deux télescopes volant en formation. Devant les difficultés et le coût élevé du développement du vol en formation, une solution impliquant un seul télescope a été retenue. Le nom de *Gaia* est resté mais il ne s'agit plus d'un acronyme.

6. La lumière suit toujours le chemin de longueur la plus courte entre deux points de l'espace-temps où elle se déplace. Pour un espace-temps plat, ce trajet est une droite. Pour un espace-temps courbe, ce trajet n'est plus une droite et est appelé une géodésique.

progressive du flux lumineux reçu de l'astre en arrière-plan avec le temps (ce phénomène peut durer plusieurs semaines). Si l'astre servant de lentille gravitationnelle est une étoile avec une planète en orbite, cette variation de flux sera modifiée par un pic secondaire plus étroit dû à la présence de la planète sur la ligne de visée (la durée du passage est de l'ordre d'un jour pour un Jupiter et d'une heure et demie pour une Terre). La rareté d'un alignement entre deux astres et la brièveté du phénomène d'amplification de la lumière par une planète implique la surveillance d'un grand nombre d'étoiles de manière continue. Des réseaux de télescopes grand champ ont donc été mis en place pour répondre à cette contrainte, comme les réseaux OGLE (*Optical Gravitational Lensing Experiment*) et MOA (*Microlensing Observations in Astrophysics*). Quand un évènement est détecté, des réseaux de suivi, comme PLANET (*Probing Lensing Anomalies NETwork*), prennent le relais et observent le phénomène avec une fréquence temporelle élevée pour repérer une éventuelle anomalie dans la courbe de lumière. L'enjeu est de taille car cette technique est sensible à des planètes de masse très petite (certaines des planètes les plus légères ont été détectées par cette méthode) à des séparations un peu plus lointaines que celles sondées par les transits et les vitesses radiales (quelques UA typiquement). Néanmoins, elle présente des défauts importants : le passage d'un astre devant un autre étant un évènement unique et non prédictible, il n'est pas possible de mener des observations de suivi avec les autres méthodes et, plus important encore, les planètes détectées sont à de grandes distances de la Terre (typiquement quelques milliers de pc) et ne peuvent donc pas être des cibles pour des missions de caractérisation spectrale de l'atmosphère.

I.1.2.1.4 Chronométrage

La méthode du chronométrage a pour objectif de mesurer les variations temporelles de la période de phénomènes astrophysiques récurrents (rotation d'un pulsar, pulsations d'une étoile variable, éclipses mutuelles des composantes d'une étoile binaire, durée d'un transit d'une planète devant son étoile, etc). Ces variations peuvent être induites par un compagnon en orbite autour de l'astre observé. Cette méthode a permis la détection de deux planètes de quelques masses terrestres et d'une planète de masse lunaire autour du pulsar PSR 1257+12 (Wolszczan & Frail 1992; Wolszczan 1994).

I.1.2.1.5 Transits

Cette technique est importante pour la caractérisation de la structure interne d'une planète car elle est la seule à fournir une mesure de son rayon, si le rayon de l'étoile est connu. Si la planète a été observée en vitesses radiales, on peut déterminer la masse réelle de celle-ci, grâce à l'estimation de l'inclinaison de son orbite permise par la mesure du transit. La combinaison du rayon et de la masse d'une planète nous donne accès à sa densité et par conséquent à la nature gazeuse ou rocheuse de cette dernière. On distingue deux types de transit : le transit primaire (Henry et al. 2000; Charbonneau et al. 2000), qui correspond au passage de la planète devant son étoile, et le transit secondaire (Deming et al. 2005; Charbonneau et al. 2005), associé au passage de la planète derrière son étoile. Le premier est une détection indirecte de la planète par la baisse de luminosité de l'étoile hôte alors que le second permet de mesurer directement les photons émis/réfléchis par celle-ci. La probabilité qu'une planète transite devant son étoile hôte est proportionnelle au rapport $R_\star/a$, avec $R_\star$ le rayon de l'étoile, donc cette méthode est favorable aux étoiles de rayon grand et/ou aux planètes de période orbitale courte (Moutou & Pont 2006). Néanmoins, la baisse de luminosité de l'étoile induite par la planète est égale au rapport $(R_\mathrm{p}/R_\star)^2$, où R_p est le rayon de la planète, ce qui implique que cette technique est plus

sensible pour détecter des planètes autour d'étoiles naines telles que les étoiles de type M, qui sont généralement exclues des programmes de vitesses radiales en raison de leur activité (Udry & Santos 2007).

La méthode des transits est la deuxième méthode ayant donné le plus grand nombre de détections confirmées (239, `http://exoplanet.eu` consulté le 21/07/2012, Schneider et al. 2011). J'utilise le terme "détections confirmées" pour désigner les planètes détectées par les transits et les vitesses radiales, car le télescope spatial *Kepler* (Borucki et al. 2009) a détecté 2321 candidats (Batalha et al. 2012). En effet, d'autres phénomènes que le passage d'une planète devant son étoile peuvent expliquer la baisse de luminosité de l'étoile observée : biais observationnel, étoile binaire ou multiple, activité stellaire, défaut de l'instrument (Moutou & Pont 2006). La méthode des vitesses radiales a été employée pour valider la détection d'un certain nombre de planètes, comme les super-Terres CoRoT-7 b, GJ 1214 b et Kepler-10 b (Léger et al. 2009; Charbonneau et al. 2009; Batalha et al. 2011). Cependant, ceci requiert beaucoup de temps d'observation (plus de 70 h pour la confirmation de CoRoT-7 b par le spectrographe HARPS, Queloz et al. 2009) et n'est possible que pour les étoiles les plus brillantes dans le cas des missions CoRoT (Convection, Rotation & Transits planétaires, Baglin et al. 2006) et *Kepler*. En effet, la magnitude apparente médiane des étoiles sondées par les programmes de vitesses radiales est $m_V = 8$ alors que celle des missions CoRoT et *Kepler* est $m_V = 11{,}5$ [7] (Hatzes et al. 2010). Pour *Kepler*, seulement 74 candidats planètes ont été confirmés (`http://kepler.nasa.gov/Mission/discoveries/` consulté le 21/07/2012).

I.1.2.1.6 Imagerie

Il s'agit de la deuxième méthode de détection directe des exoplanètes. En raison du rapport de luminosité important et de la proximité angulaire entre une étoile et une planète, cette technique est favorable aux planètes à longue période orbitale ($\gtrsim$1 UA) quelle que soit l'inclinaison de leur orbite par rapport à la ligne de visée et est donc complémentaire à la méthode des transits. Elle permet aussi d'étudier les planètes autour d'étoiles jeunes et apporte par conséquent des informations précieuses pour contraindre les modèles de formation planétaire. Je reviens plus longuement sur l'imagerie et les techniques associées au chapitre I.2.

I.1.2.2 Espaces des paramètres planétaires accessibles

La figure I.1.1 montre la répartition des exoplanètes connues dans l'espace séparation-masse. Comme je l'ai décrit dans la section I.1.2.1, chaque technique de détection des exoplanètes sonde un espace des paramètres physiques propre : séparations inférieures à $\sim$1 UA pour les transits (losanges rouges), inférieures à quelques UA pour les vitesses radiales (étoiles bleues), comprises entre $\sim$1 et 10 UA pour les microlentilles et le chronométrage (triangles verts et croix noires) et au-delà de quelques UA pour l'imagerie (carrés orange).

Une deuxième caractéristique de ce diagramme est la grande diversité des séparations et des masses des exoplanètes (cinq ordres de grandeur), en particulier à faible séparation ($\lesssim$1 UA). Il s'agit d'un biais observationnel, dû en particulier à la sensibilité de la méthode des vitesses radiales. Une autre caractéristique, qui n'est pas un biais observationnel, est le petit nombre de planètes géantes (0,4–20 masses de Jupiter ou M_J) détecté entre 0,1 et 1 UA. Ceci peut être expliqué par des mécanismes de migration des planètes (Udry & Santos 2007, et paragraphe I.1.3.2).

Enfin, un dernier point est qu'on a découvert peu de systèmes analogues à notre système solaire. Ceci est dû à la durée limitée des programmes d'observation en vitesses radiales avec des

7. Je rappelle que la magnitude apparente des étoiles les plus faibles visibles à l'œil nu est $m_V = 6$.

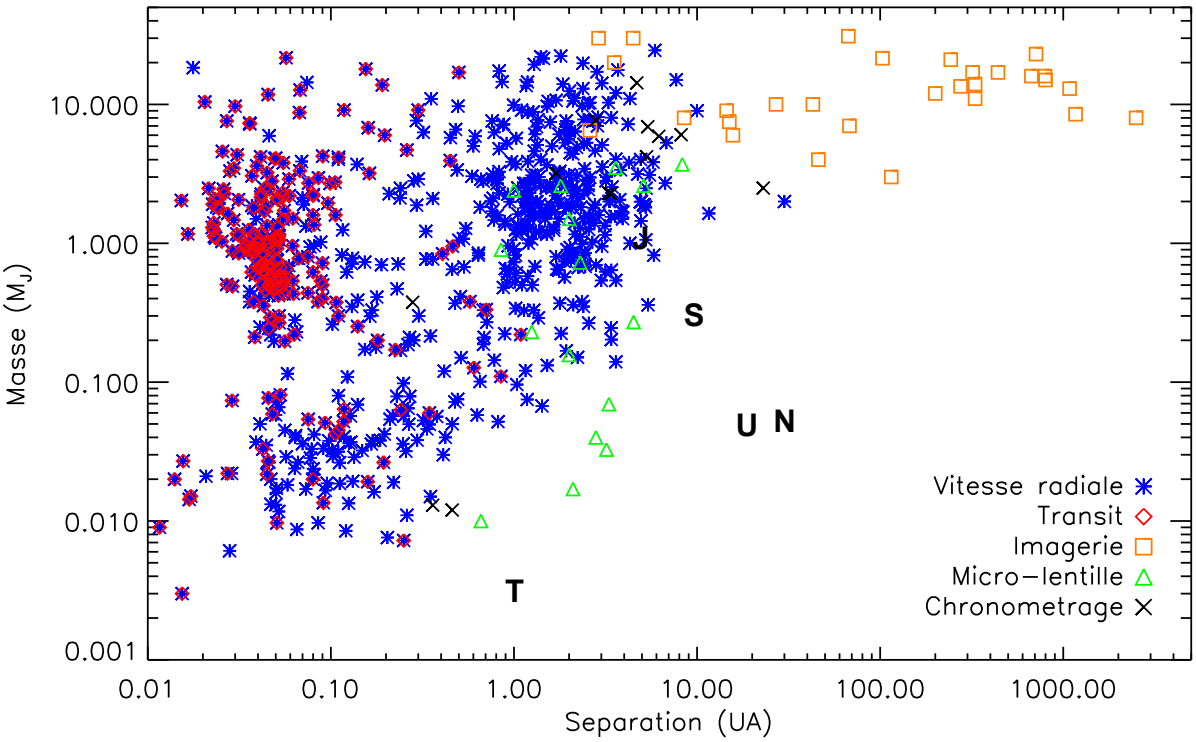

FIGURE I.1.1 – *Diagramme masse-séparation des exoplanètes connues. Données issues de l'Encyclopédie des Planètes Extrasolaires (`http://exoplanet.eu` consulté le 21/07/2012, Schneider et al. 2011). Quelques planètes du système solaire (la Terre, Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune) sont indiquées par la première lettre de leur nom.*

instruments capables de les détecter (par exemple 8 ans pour HARPS, Mayor et al. 2011).

I.1.2.3 Types d'analyse

Une autre complémentarité des techniques de détection des exoplanètes concerne le type d'analyse qu'elles permettent. On peut séparer ces types en trois catégories (par exemple, Coudé du Foresto et al. 2010; Hatzes et al. 2010).

La première catégorie est l'analyse statistique des propriétés physiques des exoplanètes (séparation, masse, nombre de systèmes multiples, métallicité des étoiles, etc) et de leur implication sur les modèles de formation et d'évolution planétaire. Celle-ci requiert l'observation d'un grand échantillon d'objets. La méthode des vitesses radiales est la méthode la plus utilisée pour ce type d'étude (voir par exemple, Udry & Santos 2007; Howard et al. 2010; Mayor et al. 2011). Cependant, des analyses basées sur les détections en transit de *Kepler* et sur les programmes d'observation des microlentilles gravitationnelles ont été récemment publiées (Howard et al. 2012; Cassan et al. 2012).

Le deuxième type d'analyse est la recherche de planètes qui pourront être étudiées spectroscopiquement et la détermination de leurs principaux paramètres physiques (masse, rayon, densité) et orbitaux (demi-grand axe, excentricité). Les masse, rayon et densité d'une planète nous renseignent sur sa structure interne (par ex., Valencia et al. 2010) alors que les éléments orbitaux permettent d'investiguer son évolution dynamique (par ex., Correia et al. 2005) et son bilan radiatif. Les techniques concernées sont les vitesses radiales, les transits, l'imagerie et

l'astrométrie.

Enfin, le troisième champ de recherche est la caractérisation spectrale de l'atmosphère et de la surface (pour les planètes rocheuses avec une atmosphère optiquement mince) des planètes. Seules les méthodes de détection directe peuvent réaliser cet objectif ambitieux : les transits, pour les planètes à courte période orbitale ($\lesssim$1 UA), et l'imagerie, pour les planètes à longue période ($\gtrsim$1 UA).

I.1.3 Quelques avancées marquantes

Je termine ce chapitre d'introduction en résumant quelques résultats parmi les plus significatifs sur les exoplanètes.

I.1.3.1 Nouvelles classes de planètes

Un premier résultat est la découverte de types de planètes qui n'existent pas dans notre système solaire. J'ai déjà mentionné longuement les Jupiters chauds, ces planètes géantes gazeuses orbitant très près de leur étoile. Des Neptunes chauds ont également été détectés à partir de 2004 (Butler et al. 2004; McArthur et al. 2004). Des planètes de masse inférieure à 10 masses terrestres ont été mesurées peu de temps après (Rivera et al. 2005; Beaulieu et al. 2006) et ont été appelées "super-Terres".

D'autres types de planètes ont été mis en évidence, tels que des planètes de forte excentricité (>0,3, Marcy & Butler 1996; Cochran et al. 1997), des planètes en orbite autour de composantes d'étoiles binaires écartées (plusieurs centaines d'UA, par ex. Cochran et al. 1997) et serrées (quelques dizaines d'UA, par ex. Queloz et al. 2000), des planètes dans des systèmes multiples résonants (Pepe et al. 2007) et des planètes circumbinaires (Doyle et al. 2011).

I.1.3.2 Révision des modèles de formation et d'évolution planétaire

Comme je l'ai mentionné au paragraphe I.1.1, la découverte des exoplanètes a stimulé l'amélioration des modèles de formation existants pour le système solaire et le développement de nouveaux modèles pour expliquer la diversité des objets détectés (paragraphe I.1.3.1). Il existe deux grandes familles de modèles : les modèles par accrétion du cœur (Pollack et al. 1996) et ceux par instabilité gravitationnelle du disque protoplanétaire (Boss 1997).

Le premier modèle était le scénario de formation du système solaire avant la découverte des premières exoplanètes. Selon lui, les planètes se seraient formées par accrétion de corps plus petits, appelés planétésimaux, eux-mêmes produits par l'accrétion de poussières (Pollack et al. 1996). Pour les planètes géantes, d'orbite éloignée, plus de matériau aurait été disponible et les cœurs formés ont pu atteindre une masse suffisante (10–15 masses terrestres) pour initier l'accrétion du gaz environnant. Un défaut majeur de ce modèle était le temps requis pour la formation des cœurs des planètes géantes. En effet, les observations de disques montrent que leur contenu en gaz diminue très vite en quelques millions d'années (Haisch et al. 2001).

Un second modèle a été proposé pour résoudre le problème du temps de formation des planètes géantes : celui de l'instabilité gravitationnelle du disque protoplanétaire (Boss 1997). Dans ce scénario, les planètes géantes se forment suite à la fragmentation et à l'effondrement local du disque. Le temps de formation nécessaire pour former les planètes est en accord avec le temps de disparition du gaz observé.

Néanmoins, Boley (2009) a montré que ce mécanisme est plus efficace pour des séparations au-delà de 50–100 UA. Entretemps, des simulations de formation de planètes par accrétion du

cœur incorporant des mécanismes de migration ont permis de réduire le temps de formation des cœurs des planètes géantes et le rendre compatible avec le temps de disparition du gaz du disque (Alibert et al. 2004, 2005). D'autres points en faveur du modèle par accrétion proviennent des études statistiques, par exemple le nombre croissant de planètes vers les petites masses, le pic de la distribution des périodes orbitales dû aux Jupiters chauds et le nombre croissant de planètes avec la métallicité de l'étoile parente (Udry & Santos 2007).

Malgré ces avancées, de nouvelles problématiques sont apparues. La prise en compte de la migration des planètes dans leur formation et leur évolution complique l'interprétation du mécanisme de formation des objets de masse planétaire détectés par imagerie à quelques dizaines d'UA (par ex., le système de quatre planètes autour de HR 8799, Marois et al. 2008b; Marois et al. 2010b). Est-ce que ces planètes ont pu se former par accrétion sur des orbites proches de leur étoile puis migrer vers leurs orbites actuelles (Veras et al. 2009; Crida et al. 2009) ? Une autre question ouverte concerne la formation des super-Terres. Se forment-elles par accrétion *in situ* (Hansen & Murray 2012) ou par accrétion dans des régions plus éloignées et migration vers des séparations plus proches (McNeil & Nelson 2010) ou par un autre mécanisme (Raymond et al. 2008) ?

I.1.3.3 Relation masse-rayon des planètes

La détermination de la masse et du rayon d'une planète est une étape fondamentale vers sa caractérisation car elle nous donne accès à sa nature gazeuse ou rocheuse. Malheureusement, ceci n'est possible actuellement que pour les planètes qui transitent devant leur étoile.

Le diagramme masse-rayon de la figure I.1.2 montre les positions de ces planètes (points de mesure avec les barres d'erreur) ainsi que les positions de Neptune, Saturne et Jupiter (points marqués d'une lettre) et les courbes d'isodensité correspondantes. Un point qui a surpris les théoriciens est le nombre élevé de planètes "gonflées", ces planètes de rayon anormalement élevé par rapport à leur masse si on tient compte uniquement de l'irradiation de l'étoile (points au-dessus de la courbe d'isodensité de Saturne). Plusieurs mécanismes supplémentaires ont été proposés pour rendre compte de ce phénomène (circulation atmosphérique, effets de marée, opacité atmosphérique plus élevée, convection à l'intérieur de la planète), mais l'importance relative de chacun d'eux est encore débattue (Fortney et al. 2010).

I.1.3.4 Fréquence d'occurrence des planètes

Savoir si le phénomène de la formation planétaire est courant ou rare est fondamental pour les instruments/missions de caractérisation spectrale de l'atmosphère des exoplanètes par transit ou imagerie (chapitre II.1).

La majorité des contraintes sur la fréquence d'occurrence des planètes est issue des mesures de vitesses radiales, dont la sensibilité est biaisée vers les planètes plus proches que quelques UA. Pour des étoiles de type solaire, Cumming et al. (2008) ont déterminé une fréquence de Jupiters chauds (période $\lesssim$10 jours ou séparation <0,10 UA) de 1,8% et de planètes géantes de période orbitale 2–2000 jours (0,03–3 UA) de 10,5%. Dans ce dernier cas, ces auteurs ont noté un accroissement d'un facteur 5 de la fréquence des planètes pour une période supérieure à 300 jours ($\gtrsim$0,9 UA). Pour des planètes géantes glacées (10–30 masses terrestres) de période inférieure à 50 jours ($\lesssim$0,25 UA), Howard et al. (2010) ont estimé que 6,5% des étoiles de type solaire en possèdent une.

Récemment, des études statistiques basées sur les observations en transit de *Kepler* (Howard et al. 2012) et en microlentilles gravitationnelles (Cassan et al. 2012) ont été publiées. Les

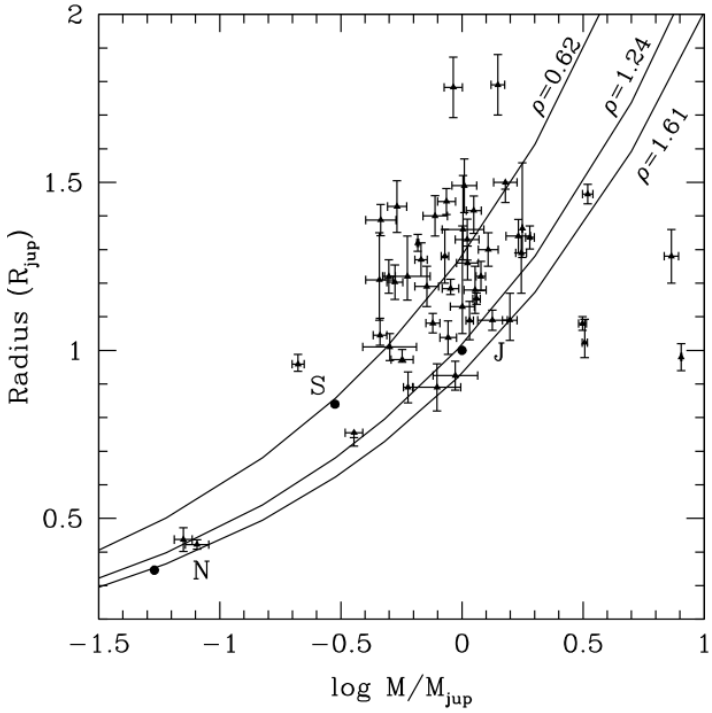

FIGURE I.1.2 – *Diagramme masse-rayon des exoplanètes détectées par les méthodes des vitesses radiales et des transits. Les points de mesure avec les barres d'erreur représentent les exoplanètes. Les points marqués d'une lettre indiquent la position de Neptune, Saturne et Jupiter (de gauche à droite). Les courbes d'isodensité correspondant à ces trois planètes sont tracées également. Noter le nombre important d'exoplanètes situées au-dessus de la courbe d'isodensité associée à Saturne. Il s'agit d'objets très peu denses avec un rayon anormalement élevé d'après les modèles de structure interne. Figure extraite de Fortney et al. (2010).*

observations de *Kepler* indiquent une fréquence de Jupiters chauds (<1%) plus faible que celle estimée à partir des vitesses radiales. Une explication possible est les différences de propriétés physiques entre les échantillons analysés, en particulier la métallicité des étoiles parentes. Toutefois, les fréquences d'occurrence de planètes de taille égale et inférieure à celle de Neptune sont en accord (13 et 15% pour *Kepler* et les vitesses radiales). Les microlentilles gravitationnelles sondent des séparations plus lointaines que les vitesses radiales (0,5–10 UA contre $\lesssim$5 UA) et des types stellaires plus tardifs (K–M contre F–K). Cependant, le nombre de détections étant encore faible (16 planètes, `http://exoplanet.eu` consulté le 21/07/2012), l'incertitude sur les résultats est plus importante. Toutefois, ces derniers sont compatibles avec les fréquences estimées par les travaux basés sur les vitesses radiales.

I.1.3.5 Caractérisation atmosphérique

La majorité des résultats obtenus dans ce domaine provient de la spectroscopie des transits des Jupiters chauds (Seager & Deming 2010) et concerne des planètes de séparation orbitale plus proche que ∼0,05. En effet, lorsqu'une planète passe devant son étoile, on peut mesurer un spectre en transmission des couches supérieures de son atmosphère et lorsqu'elle passe derrière, on peut mesurer un spectre en émission et sonder des couches atmosphériques plus profondes (Seager & Deming 2010).

La première analyse de l'atmosphère d'une exoplanète date de 2002, avec la détection du doublet du sodium (longueur d'onde de ∼0,589 μm) dans le spectre en transmission de HD 209458 b avec le télescope spatial *Hubble* par Charbonneau et al. (2002). Le lancement du télescope infrarouge *Spitzer* en 2003 a permis de mesurer le flux en émission et la température de brillance d'exoplanètes dans plusieurs bandes de l'infrarouge proche et moyen à partir de 2005 (Deming et al. 2005; Charbonneau et al. 2005). À partir de 2008, des spectres en infrarouge proche à une résolution de 40 ont été obtenus avec le télescope *Hubble* (Swain et al. 2008, 2009a,b). On dispose actuellement de mesures photométriques multibandes pour deux douzaines de planètes (Seager & Deming 2010).

Des observations de Jupiters chauds dans le domaine visible ont notamment confirmé la théorie selon laquelle ces objets réfléchissent peu la lumière (albédo <0,2), contrairement à notre Jupiter (albédo de 0,5) (Seager & Deming 2010). Les signatures spectrales de l'eau, du méthane, du monoxyde de carbone et du dioxyde de carbone ont été observées dans le spectre de HD 209458 b et HD 189733 b (Tinetti et al. 2007; Swain et al. 2008, 2009a,b). La détection de l'eau était attendue d'après les prédictions théoriques mais pas celle du dioxyde de carbone (Seager & Deming 2010). La détection en grande quantité de cette dernière molécule pourrait être un indice d'un fort enrichissement en métallicité et/ou de processus photochimiques dans l'atmosphère (Seager & Deming 2010). La présence de brume a été proposée pour quelques planètes pour expliquer la profondeur des raies (Seager & Deming 2010). Un autre point qui a été exploré est la présence ou non de forts gradients de température entre l'hémisphère jour et l'hémisphère nuit des Jupiters chauds. En effet, la théorie prédit une rotation synchrone pour ces planètes très proches de leur étoile, qui présenteraient ainsi le même hémisphère au flux incident intense de l'étoile. Bien que de forts gradients de température aient été effectivement mesurés pour plusieurs planètes, il existe quelques cas où des gradients de température modestes ont été observés. Ceci pourrait être expliqué par une circulation atmosphérique importante redistribuant l'énergie reçue (Seager & Deming 2010). Enfin, l'échappement atmosphérique d'une exoplanète a été détecté (Vidal-Madjar et al. 2003) ainsi que des inversions du profil vertical de la température atmosphérique (Seager & Deming 2010).

Cependant, un grand nombre de ces mesures a été réalisé aux limites de l'instrument utilisé, impliquant de ce fait des rapports signal à bruit faibles (quelques sigmas). De plus, certaines hypothèses, comme les inversions de température, sont basées sur des spectres modèles, qui dépendent d'un nombre important de paramètres et qui peuvent donc être dégénérés (Seager & Deming 2010). Pour lever ces possibles dégénérescences, il est important de mesurer le flux réfléchi/émis des planètes avec un meilleur rapport signal à bruit et une résolution spectrale plus élevée en couvrant simultanément un domaine de longueurs d'onde le plus large possible. C'est ce que propose de faire la mission EChO (*Exoplanet Characterization Observatory*, Tinetti et al. 2012).

En conclusion de ce chapitre, j'ai expliqué en quoi les différentes méthodes de détection des exoplanètes étaient complémentaires par l'espace des paramètres qu'elles sondent et les types d'étude qu'elles permettent. Un certain nombre de résultats importants ont déjà été obtenus mais ils sont majoritairement basés sur des échantillons particuliers de planètes. Pour avoir une vision plus complète des mécanismes de formation et d'évolution de ces objets, il est nécessaire d'élargir le spectre des détections (périodes orbitales plus longues, types stellaires précoces et tardifs, objets jeunes) et le nombre de paramètres physiques mesurés (rayon, densité, spectre). Pour cela, une méthode particulièrement intéressante est l'imagerie, dont je décris la problématique, les techniques associées, quelques résultats obtenus avec les instruments actuels et les instruments en cours d'intégration et à l'étude dans le chapitre suivant.

Chapitre I.2

L'imagerie directe des exoplanètes

Je m'intéresse dans ce chapitre à la technique de l'imagerie directe pour l'étude des exoplanètes. Je rappelle d'abord les motivations scientifiques de cette méthode (paragraphe I.2.1). Puis je discute les défis liés à l'imagerie et les techniques proposées pour y remédier (paragraphe I.2.2). Je décris ensuite les objectifs scientifiques et les performances des instruments actuels et en cours d'intégration ainsi que des projets futurs (paragraphes I.2.3 et I.2.4). Par cette analyse, je montre l'intérêt d'un petit coronographe spatial pour l'étude des géantes gazeuses et glacées et des super-Terres froides (chapitre II.1).

I.2.1 Analyse spectrale des planètes à longue période orbitale

Dans le chapitre précédent, j'ai mis en évidence que les techniques de détection des exoplanètes (vitesses radiales, transits, imagerie, microlentilles gravitationnelles, astrométrie, chronométrage) étaient complémentaires par le type de recherches qu'elles permettent (analyse statistique, recherche de cibles pour l'analyse spectrale et mesure de spectres) et les types de planètes étudiées. En particulier, seules les techniques des transits et de l'imagerie à haute résolution angulaire permettent de mesurer les photons émis et/ou réfléchis par la planète et ainsi de déterminer la température effective, la gravité de surface, la composition chimique et la structure verticale de l'atmosphère (profils de température, de densité, des nuages). La spectroscopie des transits a permis la photométrie multi-longueur d'onde d'une quinzaine de planètes à courte période orbitale et l'analyse du spectre de trois Jupiters chauds (Seager & Deming 2010, et paragraphe I.1.3.5). Toutefois, les planètes à longue période orbitale, depuis quelques dixièmes jusqu'à quelques centaines d'UA, sont plus difficiles à atteindre. Or leur étude est nécessaire pour la détermination de la fréquence d'occurrence des planètes. La population des planètes géantes, en particulier celle à des séparations de 5–20 UA, est importante pour contraindre les modèles de formation planétaire, puisque qu'elle pourrait se trouver à la frontière entre les régimes optimaux des modèles d'accrétion du cœur (Pollack et al. 1996; Ida & Lin 2004) et d'instabilité gravitationnelle (Boss 1997, 2011). Les vitesse radiales ont permis de détecter pour l'instant une douzaine de planètes géantes de séparation $\geq$5 UA (`http://exoplanet.eu` consulté le 11 juin 2012, Schneider et al. 2011). Pour beaucoup de systèmes planétaires, les mesures de vitesses radiales suggèrent la présence de planètes en orbite plus lointaine (Udry & Santos 2007). De plus, Cumming et al. (2008) ont prévu, à partir d'extrapolations des distributions en masse et en période des planètes détectées par cette méthode, que 17 à 20% des étoiles possèdent des planètes géantes gazeuses à des séparations inférieures à 20 UA. L'efficacité de la spectroscopie des transits diminue rapidement avec la séparation orbitale car la probabilité d'un transit est

inversement proportionnelle à cette dernière. Or, pour mesurer le spectre d'une planète avec un bon rapport signal à bruit, il faut cumuler les mesures de plusieurs transits. Cela requiert des programmes d'observation de longue durée avec des instruments très stables. Quant à l'imagerie directe, il s'agit d'une méthode difficile à mettre en œuvre car elle nécessite d'obtenir de hauts contrastes étoile/planète (du million à une dizaine de milliards, voir figure I.2.1) à des séparations angulaires très proches (quelques fractions de seconde d'arc). Néanmoins, cette technique peut analyser les planètes sur une plus grande gamme de séparations que toutes les autres méthodes et est la seule à permettre l'étude de leur lieu de naissance, les disques protoplanétaires. Le fait de résoudre angulairement donne accès à toutes les fréquences spatiales couvertes par le télescope. L'imagerie directe permet aussi de chercher des planètes de toutes les inclinaisons autour d'étoiles de tous les types spectraux et jeunes, alors que la méthode des transits est limitée aux planètes d'inclinaison proche de 90° et les vitesses radiales ont observé préférentiellement des étoiles FGK âgées. L'information fournie par l'imagerie directe pourrait ainsi être plus pertinente pour contraindre les modèles de formation planétaire que des études statistiques sur des objets qui se sont déjà formés et qui ont évolué (par exemple, Udry & Santos 2007).

I.2.2 Haut contraste à haute résolution angulaire

Le graphique de gauche de la figure I.2.1 montre des spectres de corps noirs du Soleil et de planètes (Vénus, la Terre, Mars, Jupiter et un Jupiter chaud) dans le visible et l'infrarouge exprimés en termes de rapport de flux total. En première approximation, le spectre des planètes peut être représenté par la somme de deux distributions spectrale d'énergie de corps noir : une composante due à l'émission thermique qui domine l'infrarouge moyen (déterminée par la température effective et le rayon de la planète) et une composante due à la réflexion de la lumière de l'étoile par la planète (dépendant de son albedo, son rayon et sa séparation à l'étoile). Pour la Terre, le rapport de flux étoile/planète est de 5 milliards dans le domaine visible ($\lambda = 0{,}7$ μm) et de 10 millions dans l'infrarouge moyen ($\lambda = 10$ μm). D'après ce graphique, l'infrarouge moyen semble a priori beaucoup plus favorable pour la détection et la caractérisation de planètes similaires à la Terre que le visible. Cependant, l'observation à haute résolution angulaire à ces longueurs d'onde nécessite plusieurs télescopes spatiaux volant en formation (interféromètres annuleurs, hypertélescopes). De plus, cette figure ne tient pas compte du phénomène de diffraction de la lumière par les télescopes, qui est illustré sur la figure de droite. L'intensité d'une étoile vue au travers d'un télescope n'est pas ponctuelle dans le champ mais suit la distribution de la tache d'Airy, dans le cas d'un télescope à pupille parfaitement circulaire sans obstruction. Le contraste à atteindre pour détecter une exoplanète en imagerie haute dynamique dépend de la position de la planète dans la tache de diffraction de l'étoile. Par exemple, à une séparation de 2 λ_0/D ($\sim 0{,}2''$ pour une longueur d'onde de 0,7 μm et un télescope de 1,5 m [8]), le contraste d'une planète similaire à la Terre par rapport aux résidus stellaires à la même position est de 10^{-7}.

En plus de la dépendance en longueur d'onde, le contraste étoile/planète varie selon les propriétés planétaires (type, température, rayon, séparation à l'étoile), comme le montre le graphique de gauche de la figure I.2.1, mais aussi du type stellaire.

8. Il s'agit de la résolution du projet de coronographe spatial SPICES, que je décris au chapitre II.1.

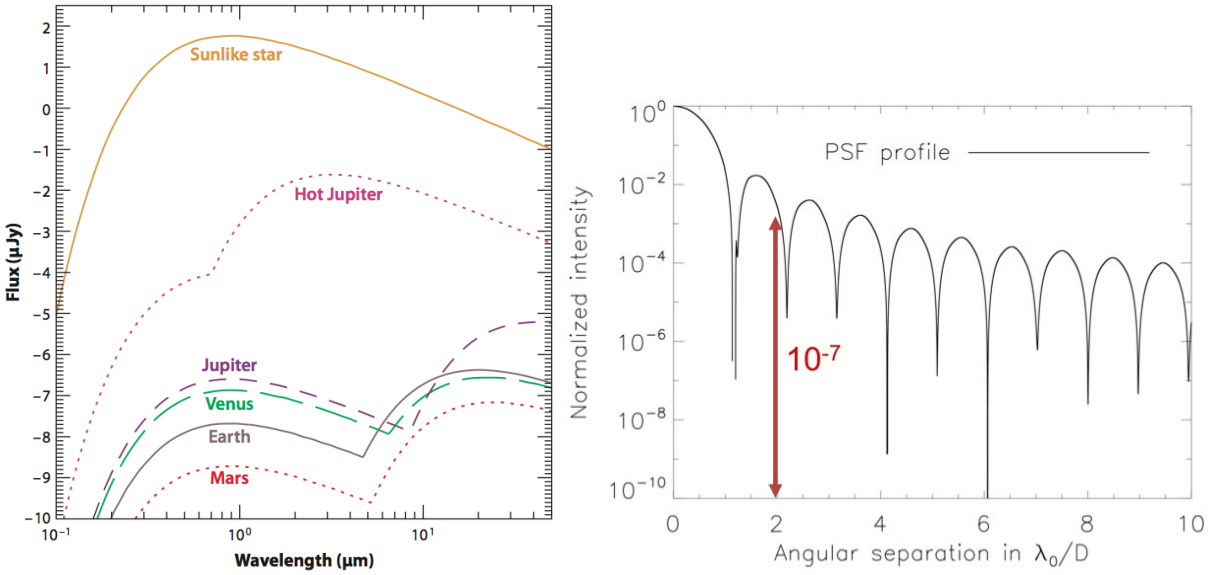

FIGURE I.2.1 – *À* ***gauche****, je montre des spectres de corps noirs du Soleil et de planètes (Vénus, la Terre, Mars, Jupiter et un Jupiter chaud) dans le visible et l'infrarouge exprimés en termes de rapport de flux total. Pour la Terre, le contraste est 5 milliards dans le domaine visible* ($\lambda = 0{,}7$ *μm) et 10 millions dans l'infrarouge moyen* ($\lambda = 10$ *μm). L'infrarouge moyen semble a priori beaucoup plus favorable pour la détection et la caractérisation de planètes similaires à la Terre que le visible. Cependant, l'observation à haute résolution angulaire à ces longueurs d'onde nécessite plusieurs télescopes spatiaux volant en formation. De plus, cette figure ne tient pas compte du phénomène de diffraction de la lumière par les télescopes qui est illustré à* ***droite****. L'intensité d'une étoile vue au travers d'un télescope n'est pas ponctuelle dans le champ (il s'agit d'une tache d'Airy pour un télescope à pupille parfaitement circulaire sans obstruction). Le contraste à atteindre pour détecter une exoplanète en imagerie haute dynamique dépend de la position de la planète dans la tache de diffraction de l'étoile. Par exemple, à une séparation de* $2\ \lambda_0/D$ *(*$\sim 0{,}2''$ *pour une longueur d'onde de 0,7 μm et un télescope de 1,5 m, le contraste d'une planète similaire à la Terre par rapport aux résidus stellaires à la même position est de* 10^{-7}*. La figure de gauche est extraite de Seager & Deming (2010).*

I.2.2.1 Atténuer la diffraction de l'étoile

Nous avons vu qu'à cause du phénomène de diffraction, la lumière de l'étoile est distribuée dans tout le champ de vue et n'est pas localisée dans des régions particulières. Il existe plusieurs méthodes pour atténuer la lumière diffractée, dont la coronographie et l'interférométrie annulante [9].

I.2.2.1.1 Coronographie

La coronographie a été inventée par Bernard Lyot pour l'observation de la couronne solaire en dehors des éclipses (Lyot 1932). Son principe est illustré à la figure I.2.2, dans le cas de sources ponctuelles à l'infini. Elle consiste à bloquer la lumière focalisée par un télescope au

9. Ces deux techniques reposent sur le même concept de base (faire interférer de manière destructrice la lumière de l'étoile avec elle-même) mais diffèrent par le nombre de télescopes impliqués (1 pour la première et 2 ou plus pour la seconde).

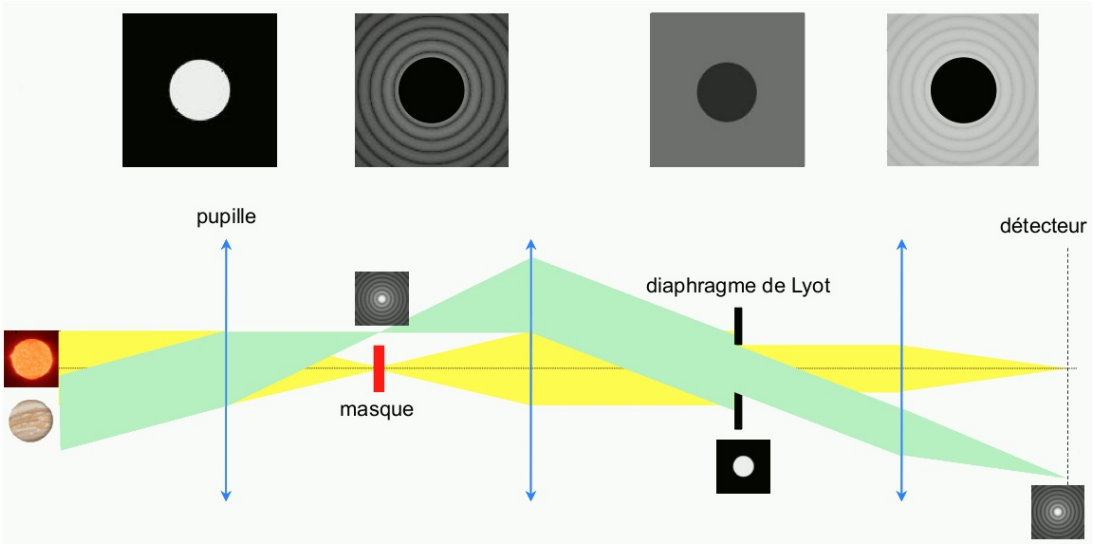

FIGURE I.2.2 – *Principe du coronographe de Lyot. La lumière d'une étoile (faisceau de couleur jaune) est focalisée par un télescope puis bloquée par un masque opaque placé dans le plan focal de celui-ci. En plaçant un diaphragme de Lyot légèrement plus petit que la pupille imagée dans le plan pupille ré-imagé, on supprime une grande partie de la lumière diffractée. Les quatre images en haut de la figure montrent l'intensité de la lumière de l'étoile dans la pupille du télescope, le plan du masque en plan focal, le plan du diaphragme de Lyot et le détecteur. Un objet faible séparé angulairement de l'étoile (faisceau de couleur verte) n'est pas affecté par le masque en plan focal mais son flux est réduit par le diaphragme de Lyot (voir les images le long du faisceau).*

moyen d'un masque opaque placé dans le plan focal de celui-ci. En plaçant un diaphragme légèrement plus petit que la pupille imagée dans le plan pupille ré-imagé [10], on supprime une grande partie de la lumière diffractée. Un objet faible séparé angulairement de l'étoile n'est pas affecté par le masque en plan focal, mais son flux est réduit par le diaphragme de Lyot. En langage mathématique, l'effet d'un coronographe se traduit de la manière suivante, en supposant une onde plane incidente, d'amplitude constante notée ψ_0, un télescope de pupille de transmission $M_1(\vec{\xi})$ et un masque en plan focal de transmission $M_2(\vec{u})$:

$$\psi_1(\vec{\xi}) = \psi_0 \; M_1(\vec{\xi}) \qquad \text{dans le plan pupille} \tag{I.2.1}$$

$$\psi_2(\vec{u}) = \psi_0 \; \mathcal{F}[M_1(\vec{\xi})] \times M_2(\vec{u}) \qquad \text{dans le plan focal du masque} \tag{I.2.2}$$

$$\begin{aligned} \psi_3(\vec{\xi}) &= \psi_0 \; \mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}[M_1(\vec{\xi})] \times M_2(\vec{u})] \\ &= \psi_0 \; M_1(\vec{\xi}) * \mathcal{F}^{-1}[M_2(\vec{u})] \qquad \text{dans le plan pupille ré} - \text{imagé} \end{aligned} \tag{I.2.3}$$

où * désigne le produit de convolution. L'équation (I.2.3) décrit le principe de la coronographie : il s'agit de la convolution de la pupille du télescope par la transformée de Fourier du masque en plan focal. Cette équation est fondamentale car elle permet de comprendre tous les types de coronographes. En effet, elle dépend de deux paramètres : la pupille et le masque en plan focal. Pour réduire l'énergie (module carré de l'amplitude complexe) de l'étoile à l'intérieur du diaphragme de Lyot, on peut optimiser soit le masque en plan focal (coronographes d'amplitude et de phase) soit la transmission de la pupille du télescope (principe de l'apodisation). En

10. L'ajout de ce diaphragme est l'idée majeure de Bernard Lyot. Ce diaphragme est depuis appelé "diaphragme de Lyot".

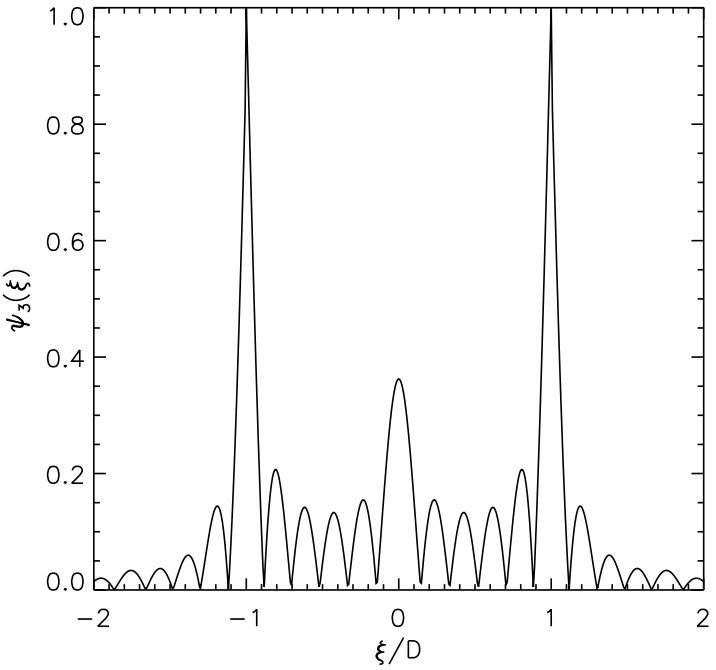

FIGURE I.2.3 – *Racine carrée de l'intensité dans le plan de la pupille ré-imagée d'un coronographe de Lyot pour une source lumineuse ponctuelle. On constate que le coronographe de Lyot ne rejette pas complètement l'énergie de l'étoile en dehors de la pupille ré-imagée ($|\xi/D| > 1$). Même en plaçant un diaphragme légèrement plus petit que la pupille ré-imagée, le flux de l'étoile n'est pas totalement atténué. Ceci a motivé le développement de nouveaux concepts de coronographe (voir section I.2.2.1.1).*

supposant un problème à deux dimensions, un télescope de pupille parfaitement circulaire sans obstruction et de transmission 1, et un masque complètement opaque de diamètre d en plan focal, ces équations s'écrivent :

$$\psi_1(\xi) = \psi_0 \, \Pi\left(\frac{\xi}{D}\right) \tag{I.2.4}$$

$$\psi_2(u) = \psi_0 \, \frac{2\pi D^2}{4} \times \frac{J_1(\pi u D)}{\pi u D} \times \left[1 - \Pi\left(\frac{u}{d}\right)\right] \tag{I.2.5}$$

$$\psi_3(\xi) = \psi_0 \, \Pi\left(\frac{\xi}{D}\right) * \mathcal{F}^{-1}\left[1 - \Pi\left(\frac{u}{d}\right)\right] \tag{I.2.6}$$

avec

$$\begin{aligned} \Pi\left(\frac{u}{D}\right) &= 1 \quad \text{pour} \quad |u| < D/2 \\ &= 0 \quad \text{sinon} \end{aligned}$$

Finalement :

$$\psi_3(\xi) = \psi_0 \, \Pi\left(\frac{\xi}{D}\right) * \left[\delta(\xi) - \frac{2\pi D^2}{4} \times \frac{J_1(\pi \xi D)}{\pi \xi D}\right] \tag{I.2.7}$$

L'application de la coronographie à la recherche d'astres faibles autour d'étoiles brillantes a toutefois dû attendre la fin du siècle dernier (Nakajima et al. 1994). Néanmoins, le coronographe

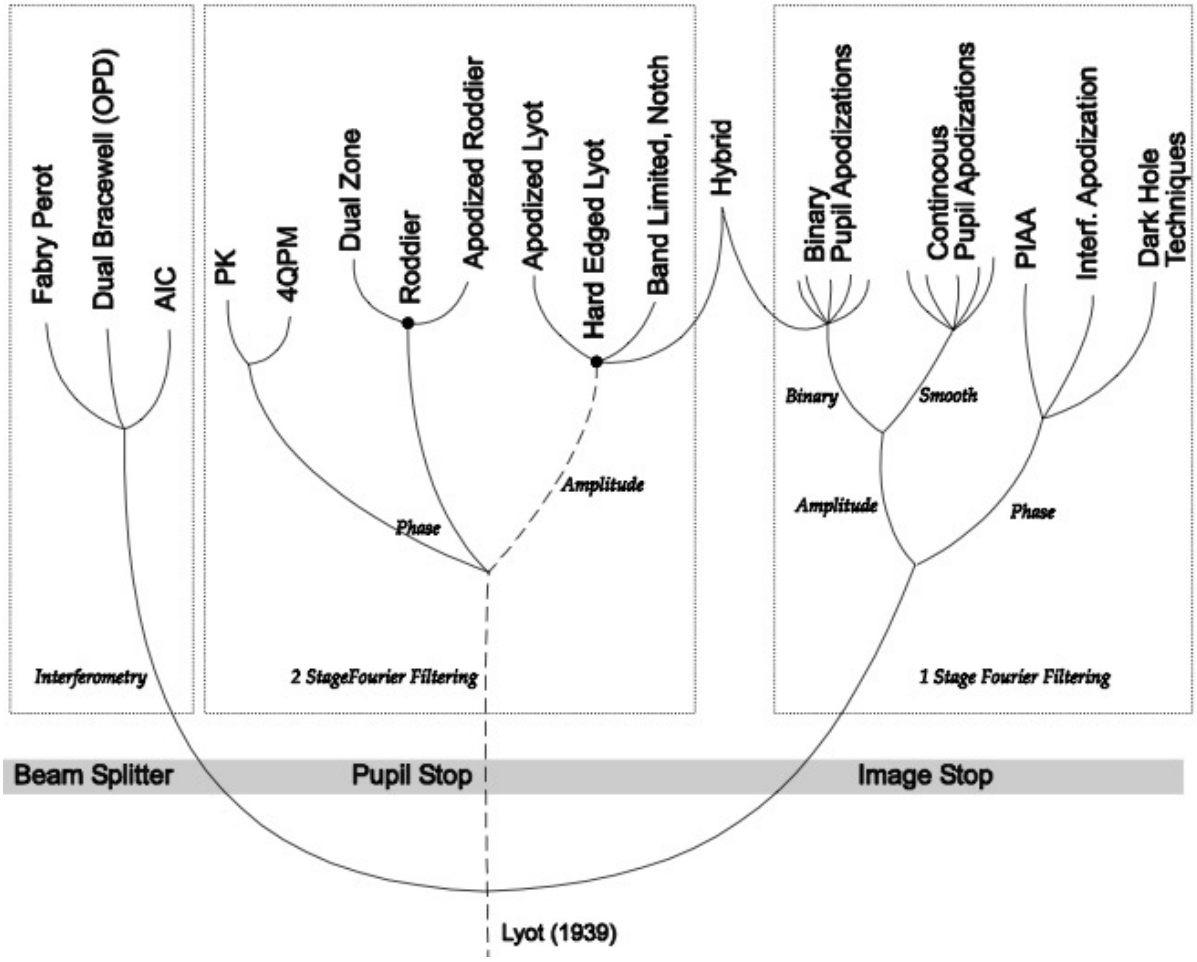

FIGURE I.2.4 – *Classification des différents concepts de coronographe. L'ensemble des concepts de coronographe développés depuis Bernard Lyot (Lyot 1932) peut être séparé en trois catégories (les occulteurs ne sont pas indiqués dans cette classification) : les coronographes interférentiels, les coronographes dérivés du concept de Lyot (masque en plan focal et diaphragme dans le plan pupille ré-imagé) et les apodiseurs. Figure extraite de Quirrenbach (2005).*

de Lyot présente deux défauts majeurs. D'abord, il ne permet pas d'atténuer parfaitement la lumière de l'étoile, comme le montre l'équation (I.2.7) et sa représentation graphique à la figure I.2.3. Ensuite, il ne permet pas de rechercher des objets faibles très proches angulairement de leur étoile (quelques fractions de seconde d'arc), car la diminution de la taille du masque en plan focal implique l'utilisation d'un diaphragme plus petit pour atténuer la lumière diffractée. Le nombre de photons de l'étoile et d'un éventuel compagnon est alors fortement réduit. Pour répondre à ce problème, un grand nombre de concepts ont été élaborés. Le but de ce manuscrit n'est pas de discuter l'ensemble de ces concepts dans le détail. Le lecteur intéressé en trouvera une liste exhaustive et une comparaison des performances dans Guyon et al. (2006). Une classification des différents types de coronographes est donnée dans la figure I.2.4, extraite de Quirrenbach (2005). Il est possible de regrouper ces concepts en quatre catégories (seuls les trois premiers sont montrés dans la figure I.2.4) :

– les coronographes "interférentiels". Ces coronographes utilisent une lame séparatrice pour séparer le faisceau lumineux incident en deux faisceaux qui sont ensuite combinés inter-

férométriquement de manière destructrice. Parmi les dispositifs de cette famille figure le coronographe interférentiel achromatique (Baudoz et al. 2000).

- les coronographes dérivés du concept de Lyot. Cette catégorie regroupe les masques en plan focal qui modifient l'amplitude − coronographe de Lyot optimisé (Sivaramakrishnan et al. 2001), coronographe à bande limitée (Kuchner & Traub 2002) − ou la phase − masque de phase de Roddier (Roddier & Roddier 1997), masque de phase à quatre quadrants (Rouan et al. 2000), masque de phase à deux zones (Soummer et al. 2003b), vortex (Mawet et al. 2005) − du front d'onde incident.
- les apodiseurs. Le principe de l'apodisation a été introduit par Jacquinot & Roizen-Dossier (1964) puis repris par Nisenson & Papaliolios (2001). Elle consiste à optimiser la forme géométrique de la pupille du télescope ou à remplacer la transmission uniforme de la pupille par une transmission variable afin d'atténuer les effets de la diffraction. Cette méthode est utilisée dans de nombreux dispositifs comme les pupilles binaires à forme non circulaire et les pupilles apodisées (Kasdin et al. 2003), le *Phase-Induced Amplitude Apodization Coronagraph* (Guyon 2003) et le coronographe de Lyot à pupille apodisée (Soummer et al. 2003a).
- les occulteurs (Cash 2006). Les coronographes et les apodiseurs sont sensibles aux défauts de phase du front d'onde incident. Dans l'espace, ces défauts sont causés par les imperfections des optiques du télescope. Le principe des occulteurs est de s'affranchir de ce problème en bloquant la lumière de l'étoile avant qu'elle entre dans le télescope. Pour cela, un masque occulteur de quelques dizaines de mètres est placé devant le télescope à des distances de l'ordre de quelques dizaines de milliers de kilomètres [11]. La forme de celui-ci doit être optimisée pour bloquer complètement le flux stellaire. Ce concept pose un certain nombre de défis technologiques : précision de fabrication, déploiement dans l'espace et maintien devant le télescope. Les réseaux de Fresnel (Koechlin et al. 2005) font partie de cette catégorie. L'occulteur est remplacé par un réseau qui va focaliser la lumière sur le télescope. Ceci permet de réduire la distance entre le réseau et le télescope (quelques kilomètres). Toutefois, la transmission globale de l'instrument est fortement réduite par rapport à l'occulteur externe.

I.2.2.1.2 Interférométrie annulante

La deuxième technique pour atténuer la lumière diffractée de l'étoile est l'interférométrie annulante (Bracewell 1978). L'interférométrie consiste à combiner les faisceaux issus d'au moins deux télescopes afin d'obtenir une résolution équivalente à celle d'un télescope monolithique de diamètre égal à la distance séparant les télescopes suivant les directions joignant les centres des différentes paires de télescopes composant l'interféromètre. L'égalisation des chemins optiques des faisceaux est obtenue à l'aide de lignes à retard. L'interférométrie annulante consiste à ajouter dans l'une de ses lignes à retard une différence de chemin optique égale à la moitié de la longueur d'onde d'observation afin de faire interférer les faisceaux issus de l'étoile de manière destructrice pour atténuer le flux stellaire (défaut de phase de π, panneau de gauche de la figure I.2.5). L'image obtenue est un système alterné de franges sombres et lumineuses, où la lumière est bloquée et transmise respectivement (panneau de droite de la figure I.2.5). La largeur de ces franges est inversement proportionnelle à la base entre les télescopes de l'interféromètre. En changeant cette dernière ou en faisant tourner l'interféromètre sur son axe, on peut observer le proche environnement de l'étoile à la recherche de planètes. Si une planète est en orbite, son flux

11. Les taille et distance de l'occulteur sont proportionnelles au diamètre du télescope pour une résolution angulaire donnée.

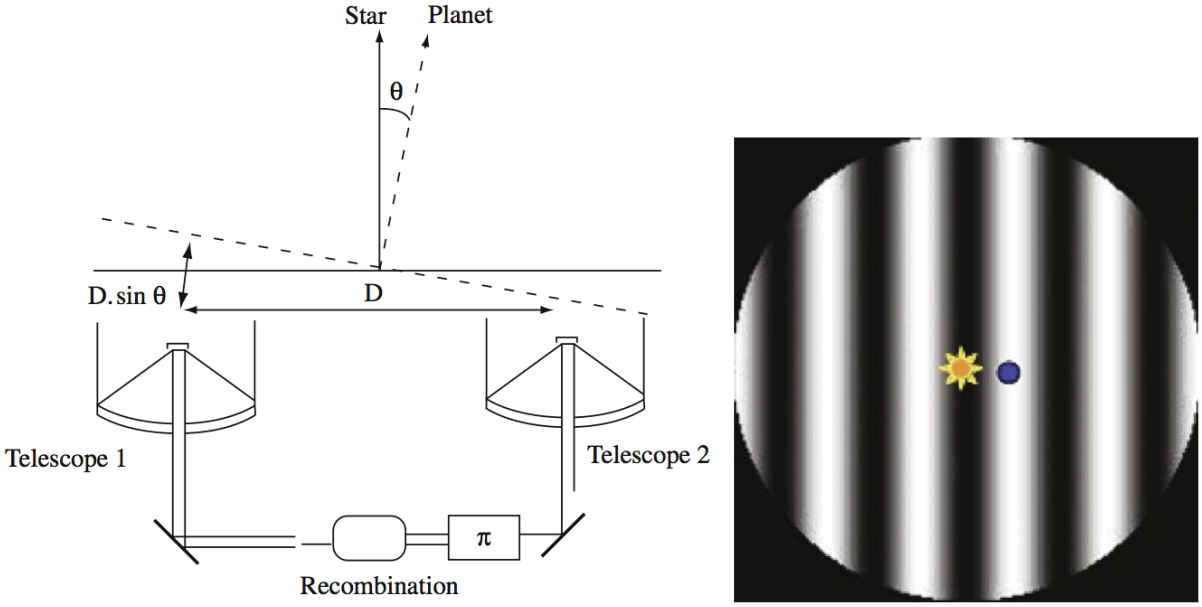

FIGURE I.2.5 – *Principe de l'interférométrie annulante.* ***Gauche*** *: L'interférométrie consiste à combiner les faisceaux issus d'au moins deux télescopes afin d'obtenir une résolution équivalente à celle d'un télescope monolithique de diamètre égal à la distance séparant les télescopes. L'égalisation des chemins optiques des faisceaux est obtenue à l'aide de lignes à retard. L'interférométrie annulante consiste à ajouter dans l'une de ses lignes à retard une différence de chemin optique égale à la moitié de la longueur d'onde d'observation afin de faire interférer les faisceaux issus de l'étoile de manière destructrice pour atténuer le flux stellaire.* ***Droite*** *: L'image obtenue est un système alterné de franges sombres et lumineuses, pour lesquelles la lumière est bloquée et transmise respectivement. Figures extraites d'Ollivier et al. (2009).*

sera modulé par le passage d'une frange sombre à une frange lumineuse. Les contraintes liées au contrôle de la précision de la différence de chemin optique font que cette technique est plutôt utilisée aux longueurs d'onde de l'infrarouge ($\sim$10 μm pour le *Keck Interferometric Nuller*).

I.2.2.2 Atténuer le bruit de *speckles* de l'étoile

Les performances de la coronographie et de l'interférométrie annulante sont limitées par les résidus non cohérents de la lumière stellaire. Ces derniers, appelés tavelures ou *speckles* en anglais, sont créés par la turbulence atmosphérique (pour les télescopes au sol) et par les défauts optiques de l'instrument. Il existe deux méthodes pour atténuer ce bruit de *speckles* : soit le réduire a posteriori par les techniques d'imagerie différentielle, soit le réduire a priori par les techniques de contrôle de front d'onde.

I.2.2.2.1 Imagerie différentielle

L'imagerie différentielle a pour but de soustraire une image de la réponse de l'instrument (appelée la fonction d'étalement du point) aux images de science. Cette image de référence peut être obtenue par de nombreuses méthodes :

– l'observation d'une étoile de référence. Cette étoile doit être proche de l'étoile de science, pour ne pas trop modifier les aberrations du télescope (flexion des supports des optiques),

et ne pas avoir de compagnon(s), de disque et/ou d'enveloppe résolus. Les inconvénients de cette technique sont sa sensibilité aux variations temporelles des conditions d'observation (essentiellement le niveau de correction de l'optique adaptative) et le fait qu'elle requiert de faire deux observations (l'une pour l'étoile de science et l'autre pour l'étoile de référence).

- l'imagerie différentielle angulaire (Marois et al. 2006a; Lafrenière et al. 2007a). Il s'agit d'une extension de la technique de "*roll deconvolution*" utilisée sur le télescope spatial *Hubble* (Schneider et al. 1998) mais adaptée à des observations sur un télescope au sol. L'objectif de l'imagerie différentielle angulaire est de construire une image de référence à partir des images de science elles-mêmes, évitant ainsi l'observation d'une étoile de référence. Elle consiste à maintenir l'orientation des aberrations du télescope fixe par rapport au détecteur. Les astres présents dans le champ de vue (compagnon(s) de l'étoile de science mais aussi étoile(s) de fond) vont alors tourner autour de l'étoile de science. L'efficacité de cette technique est d'autant plus importante que l'amplitude de la rotation est grande pour une durée de l'observation petite et que les *speckles* sont dus à des aberrations optiques situées dans le plan pupille (les aberrations hors plan pupille tourneront dans le champ). En particulier, le champ de vue tourne d'autant plus vite que l'étoile est observée près du zénith (McLean 1997). Néanmoins, cette technique reste sensible à des variations temporelles des conditions d'observation.
- l'imagerie différentielle spectrale (Racine et al. 1999). Cette méthode utilise des différences entre les propriétés spectrales de l'étoile (et donc des *speckles*) et d'éventuelles planètes en orbite. En particulier, les modèles d'atmosphères (Burrows et al. 1997; Chabrier et al. 2000) prédisent l'apparition de bandes d'absorption du méthane dans le spectre d'objets plus froids que 1300 K autour de 1,6 μm. Une image dans cette bande spectrale ne montrera que l'étoile alors qu'une image en dehors de celle-ci montrera l'étoile et la (les) planète(s). En prenant deux images simultanées à ces deux longueurs d'onde, en les remettant à la même échelle spatiale (l'extension des *speckles* est proportionnelle à la longueur d'onde en première approximation pour des aberrations petites) et en les soustrayant, on obtiendra une image de la planète. Cependant, cette technique est sensible à une variation de l'intensité des *speckles* différente de la relation proportionnelle à λ (due, par exemple, à la propagation de Fresnel). Une extension de cette technique est la déconvolution spectrale (Sparks & Ford 2002), qui utilise les images produites par un spectromètre intégral de champ (section II.1.3.3). Cette dernière ne fait plus d'hypothèse sur le spectre d'une planète mais reste limitée par des variations non monotones de l'intensité des *speckles* avec la longueur d'onde.
- l'imagerie différentielle polarimétrique (Kuhn et al. 2001). Celle-ci utilise le fait que la lumière d'une étoile est peu ou pas polarisée contrairement à celle d'une planète (Kemp et al. 1987). Elle consiste à prendre des images dans deux états de polarisation perpendiculaires et à les soustraire pour faire ressortir la planète par rapport aux *speckles*. Cette technique n'a pas permis à ce jour de détecter des exoplanètes mais s'est révélée efficace pour l'imagerie de disques circumstellaires (par exemple, Kuhn et al. 2001).
- des méthodes utilisant les propriétés de cohérence de la lumière de l'étoile. Il existe plusieurs techniques (Guyon 2004; Codona & Angel 2004), dont celle de la *self-coherent camera* (Baudoz et al. 2006) que je décris au paragraphe II.2.1.

I.2.2.2.2 Contrôle de front d'onde

Cette méthode a été proposée par Babcock (1953) pour compenser les aberrations des images astronomiques induites par la turbulence de l'atmosphère terrestre. Cette turbulence dégrade

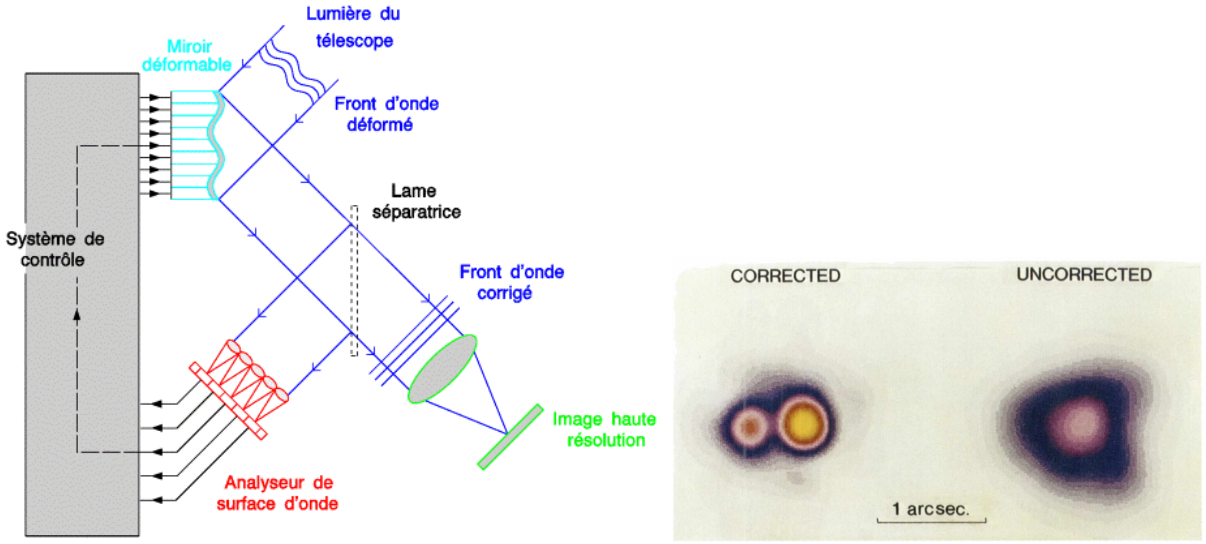

FIGURE I.2.6 – ***Gauche*** *: Principe du contrôle de front d'onde. Crédits : Observatoire de Paris/LESIA.* ***Droite*** *: Images corrigée et non corrigée d'un système stellaire double observé par le système d'optique adaptative COME-ON sur le télescope de 1,52 m de l'Observatoire de Haute Provence (Rousset et al. 1990). Il s'agit de la première image obtenue par un télescope équipé d'un système d'optique adaptative. Figure extraite de Rousset et al. (1990).*

l'image théorique d'un télescope (la tache d'Airy pour un télescope de pupille circulaire sans obstruction) en déformant le front d'onde issu d'une étoile. Au lieu d'être plan [12] (en phase), le front d'onde est déformé et produit une image composée d'une multitude de *speckles* de largeur λ/D pour des temps de pose très courts (de l'ordre de l'échelle de temps caractéristique de la turbulence, qui est typiquement d'une dizaine de millisecondes). En posant plusieurs secondes, les *speckles* vont se moyenner et former une tache lumineuse d'une largeur typique de quelques secondes d'arc [13]. Il s'agit d'une limite fondamentale qui ne peut être améliorée en augmentant le diamètre du télescope (la résolution théorique de ce dernier est λ/D, avec D le diamètre). Autrement dit, un télescope de 8 m de diamètre sans système de contrôle de front d'onde ne verrait pas de détails plus fins qu'un télescope de quelques dizaines de centimètres [14], bien qu'il collecte 6 000 fois plus de photons que ce dernier. Un système de contrôle de front d'onde est constitué d'un analyseur de surface d'onde, qui mesure les aberrations d'un front d'onde incident, et d'un miroir déformable, qui les corrige selon les commandes envoyées par l'analyseur de surface d'onde (figure I.2.6, gauche). Il a fallu attendre le début des années 1990 pour que cette technique soit implémentée sur un télescope (Rousset et al. 1990, et figure I.2.6, droite). Sa validation a permis la construction de télescopes de 8–10 m de diamètre, tels que le *Very Large Telescope* (VLT), les télescopes *Keck*, les télescopes *Gemini* et le *Large Binocular Telescope*.

L'application du contrôle de front d'onde pour l'imagerie à haut contraste depuis l'espace a été proposée par Malbet et al. (1995). Il ne s'agit plus de corriger la turbulence atmosphérique

12. En toute rigueur, le front d'onde issu d'une source ponctuelle est sphérique mais il est localement plan car les étoiles sont à de très grandes distances de la Terre.

13. Cette largeur appelée *seeing* dépend de la force de la turbulence atmosphérique et de la longueur d'onde d'observation.

14. Cette valeur est appelée paramètre de Fried et est proportionnelle à la puissance 6/5 de la longueur d'onde (Fried 1966).

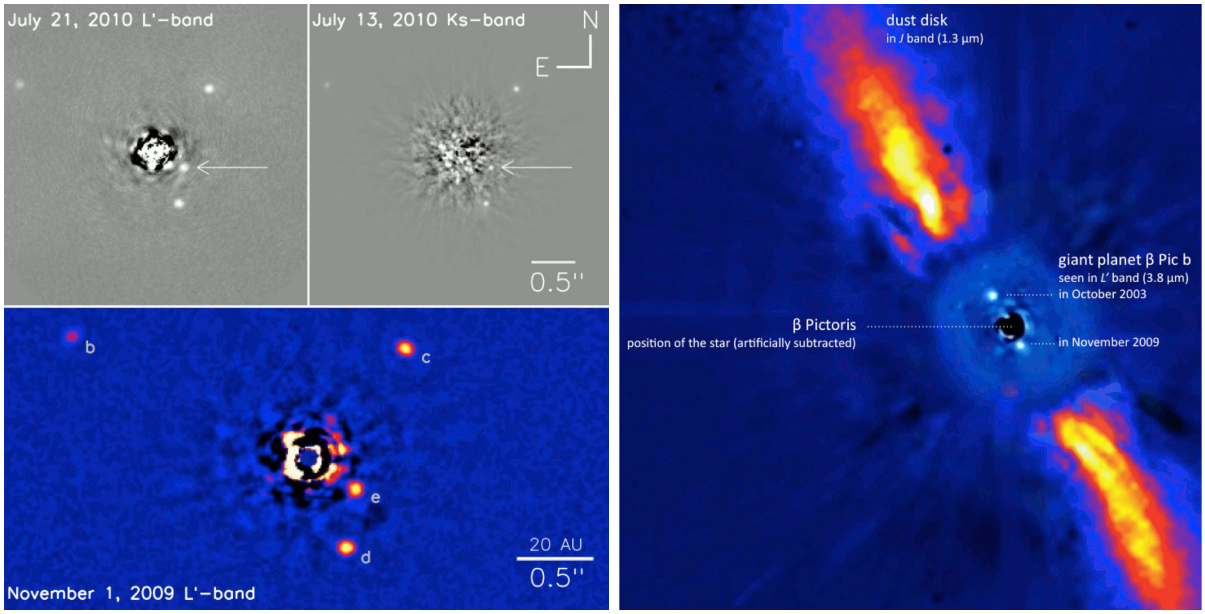

FIGURE I.2.7 – *Images des planètes en orbite autour de HR 8799 (**gauche**) et de β Pictoris (**droite**). Les images de HR 8799 ont été obtenues par la technique de l'imagerie différentielle angulaire (paragraphe I.2.2.2.1). L'image de β Pictoris est la combinaison d'observations de plusieurs instruments (ADONIS sur le télescope de 3,6 m de La Silla pour le disque, Mouillet et al. 1997) et NaCo sur le VLT pour la planète (Lagrange et al. 2009, 2010b). Les images de la planète ont été réalisées selon la technique de la soustraction d'une étoile de référence (paragraphe I.2.2.2.1). Figures extraites de Marois et al. (2010b) et Lagrange et al. (2010b).*

mais de compenser les aberrations induites par les optiques de l'instrument elles-mêmes. L'approche suivie est différente de celle des systèmes d'optique adaptative sur les télescopes au sol. Ces derniers cherchent à maximiser l'intensité de l'image fournie par le télescope alors que les systèmes de contrôle de front d'onde ont pour objectif de minimiser l'énergie en plan focal des *speckles*.

I.2.3 Instruments actuels et en cours d'intégration

Depuis 2005 (Chauvin et al. 2004, 2005a; Neuhäuser et al. 2005), une trentaine de candidats de masse planétaire ($M \leq 25\ M_{\rm J}$, Schneider et al. 2011) ont été imagés autour d'étoiles jeunes (<200 millions d'années ou Ma). La masse maximale d'une planète fait l'objet d'un débat depuis quelques années. Contrairement aux étoiles et aux naines brunes, les planètes n'émettent pas d'énergie par combustion nucléaire. Comme la masse maximale d'un objet n'émettant pas d'énergie par combustion nucléaire est 13 $M_{\rm J}$, cette valeur a été utilisée comme masse limite pour les planètes (Burrows et al. 1997). La découverte de compagnons substellaires de masse proche et au-dessus de cette limite (par exemple AB Pictoris b, Chauvin et al. 2005b) ainsi que la non-observation d'une limite nette à cette valeur de la distribution en masse des exoplanètes détectées par les vitesses radiales (Udry & Santos 2007) ont poussé Chabrier et al. (2007) à proposer un autre critère, basé sur le mécanisme de formation de l'objet. Une planète se formerait par accrétion de poussières et de gaz dans un disque protoplanétaire tandis qu'une naine brune serait le résultat d'un effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire. Malheureusement,

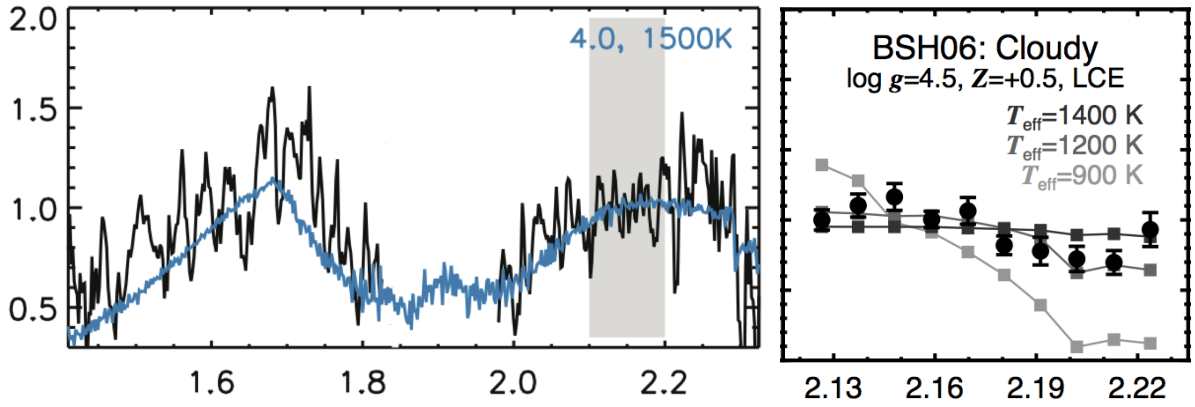

FIGURE I.2.8 – *Spectres mesurés dans l'infrarouge proche (les échelles des abscisses sont en microns) des planètes 2M1207 b (**gauche**, en trait plein noir) et HR 8799 b (**droite**, ronds noirs avec les barres d'erreur). Des modèles sont aussi tracés : en bleu pour 2M1207 b (modèle BT-SETTL d'Allard et al. (2003), avec une gravité de surface $\log_{10}(g) = 4$ et une température effective de 1500 K) en différentes nuances de gris pour HR 8799 b (modèles de Burrows et al. 2006, pour différentes températures). Figures extraites de Mohanty et al. (2007) et Bowler et al. (2010).*

ce critère ne peut pas être estimé à partir de l'observation et il ne permet pas de prédire avec exactitude une limite maximale à la masse des planètes. Une autre difficulté pourrait venir d'un possible recouvrement entre les distributions en masse des exoplanètes et des naines brunes. Je suis la convention de Schneider et al. (2011), qui s'appuient sur la distribution en masse des exoplanètes détectées en vitesses radiales (Udry & Santos 2007).

Les premiers objets ont été observés autour d'étoiles de faible masse (Chauvin et al. 2004, 2005a; Neuhäuser et al. 2005) mais en 2008, trois équipes ont annoncé la détection de compagnons autour d'étoiles de type A (Kalas et al. 2008; Marois et al. 2008b; Lagrange et al. 2009, autour de Fomalhaut, HR 8799 et β Pictoris respectivement). Je montre les images des deux derniers systèmes planétaires à la figure I.2.7 [15]. La détection du compagnon de Fomalhaut par Kalas et al. (2008) d'après des observations dans le domaine visible avec le télescope *Hubble* a été remise en cause récemment par Janson et al. (2012) sur la base d'observations dans l'infrarouge avec *Spitzer* ne détectant aucun objet de masse supérieure ou égale à celle de Jupiter. En parallèle de ces détections, plusieurs équipes ont mesuré des spectres pour quelques planètes : par exemple 2M1207 b (Mohanty et al. 2007; Patience et al. 2010, voir figure I.2.8, à gauche pour la première référence), HR 8799 c (Janson et al. 2010) et HR 8799 b (Bowler et al. 2010, et figure I.2.8, à droite). Ces spectres suggèrent que les modèles d'atmosphères actuels sont incomplets (physique des nuages, déséquilibre chimique de l'atmosphère).

Enfin, des programmes de sondage en infrarouge proche autour d'étoiles jeunes ont été et sont menés depuis quelques années : en imagerie différentielle spectrale (Biller et al. 2007), en imagerie différentielle angulaire (Lafrenière et al. 2007b; Tamura 2009), sans/avec coronographe de Lyot (Chauvin et al. 2010), en imagerie coronographique et différentielle angulaire et spectrale (Liu et al. 2010), en imagerie coronographique (Leconte et al. 2010). Ces sondages ont permis d'observer plusieurs centaines d'étoiles mais ont donné aucune ou peu de détections de planètes. Néanmoins, les non-détections apportent des contraintes sur la fréquence des planètes géantes gazeuses lointaines complémentaires aux sondages en vitesses radiales (Cumming et al. 2008;

15. Pour HR 8799, une quatrième planète a été annoncée en 2010.

Howard et al. 2010; Mayor et al. 2011). Lafrenière et al. (2007b) et Chauvin et al. (2010) ont mené ces études pour leurs échantillons respectifs et ont conclu que la fréquence maximale des planètes de masse comprise entre 0,5 et 13 M_J est ∼15% pour un intervalle de séparations de 25–50 UA. D'autres sources de données précieuses pour contraindre les propriétés des planètes géantes à longue période orbitale sont les données d'archive des instruments ACS et NICMOS du télescope spatial *Hubble*[16]. En particulier, des analyses des données de NICMOS ont permis de détecter les planètes en orbite autour de HR 8799 dans des images datant de 1998 (Lafrenière et al. 2009; Soummer et al. 2011, pour la planète b et les planètes bcd respectivement). Jusqu'à maintenant, ces données n'avaient pas pu être analysées à des sensibilités permettant la détection de planètes (l'exception étant Fomalhaut b mais dont la nature planétaire est remise en question). Grâce à des algorithmes adaptés à ces données (Soummer et al. 2011, 2012), ces dernières vont pouvoir être ré-étudiées finement.

Cependant, les détections de 2M1207 b, HR 8799 bcde, β Pictoris b, etc ont été possibles grâce à des conditions d'observation particulièrement favorables : étoiles jeunes (10–100 Ma), faibles rapports de masse étoile/planète (5–200) et/ou planètes à grande séparation orbitale (10–300 UA). Des instruments dédiés à l'observation et la caractérisation spectrale des exoplanètes sont donc nécessaires pour permettre l'étude d'un plus grand nombre d'objets.

I.2.3.1 Instruments sols

Une première génération d'instruments optimisés pour la détection et la caractérisation spectrale de planètes joviennes jeunes dans l'infrarouge proche est en cours d'opération ou d'intégration : HiCIAO (*High-contrast Coronagraphic Imager with Adaptive Optics*, Hodapp et al. 2008) sur *Subaru*, *Project 1640 Phase II* (Hinkley et al. 2011) sur le télescope *Hale* du Mont Palomar, SPHERE (*Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch*, Beuzit et al. 2008) sur le VLT et GPI (*Gemini Planet Imager*, Macintosh et al. 2008). Ils ont pour objectif d'atteindre des contrastes planète/étoile de 10^{-6}–10^{-7} pour des séparations de 0,5–1″ (soit ∼100 fois mieux que les contrastes obtenus avec les instruments actuels aux mêmes séparations). Le point commun de ces instruments est la combinaison d'un système d'optique adaptative extrême, d'un coronographe, d'un spectromètre intégral de champ et de l'imagerie différentielle (angulaire, spectrale, polarimétrique). Ils analyseront les propriétés spectrales de planètes similaires à Jupiter à des résolutions spectrales entre 50 et 800. Une des particularités de SPHERE est la possibilité de faire des observations dans les domaines infrarouge proche et visible (longueur d'onde minimale de 0,6 μm), grâce au module ZIMPOL (*Zurich IMaging POLarimeter*). Les cibles principales de ces instruments sont les suivantes :

– les étoiles jeunes (moins d'une centaine de Ma) à moins de 100 pc. Les modèles d'évolution (Burrows et al. 1997; Chabrier et al. 2000) prédisent que les planètes géantes sont plus chaudes quand elles sont jeunes. Leur luminosité pourrait ainsi être jusqu'à 100 fois plus importante en fonction de leur âge et de leur masse. Cependant, ces modèles ne tiennent pas compte de la formation des planètes par accrétion. Des modèles plus récents (Marley et al. 2007; Fortney et al. 2008) prenant en compte cet élément contredisent les conclusions des premiers modèles en prédisant une faible augmentation de la luminosité et donc de la température effective (figure I.2.9). Néanmoins, ces modèles prédisent des masses bien plus élevées pour les planètes β Pictoris b et HR 8799 bcd, les plaçant ainsi dans le régime des naines brunes. Dans le cas de β Pictoris b, cette valeur serait de ∼40 M_J, or une analyse de mesures de vitesses radiales donne une limite supérieure en masse de

16. Les acronymes signifient respectivement *Advanced Camera for Surveys* and *Near-Infrared Camera and Multi-Object Spectrograph*.

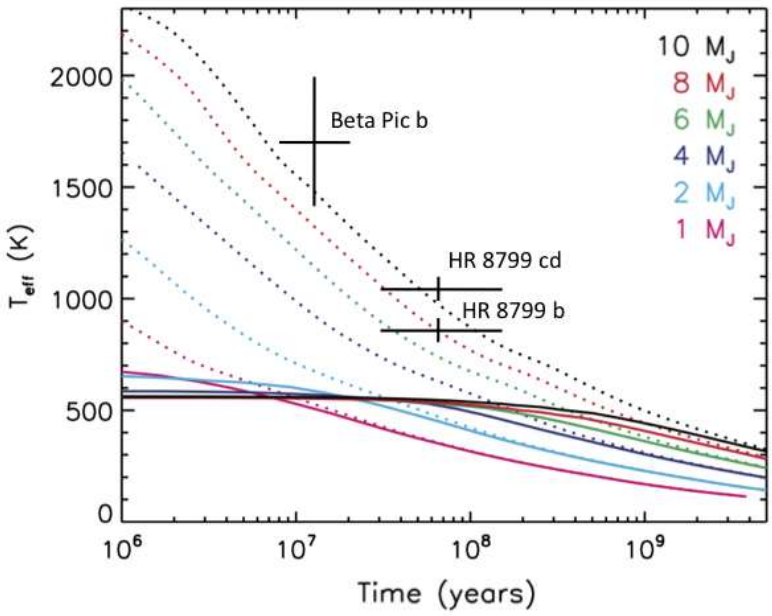

FIGURE I.2.9 – *Diagramme d'évolution de la température effective de planètes géantes gazeuses. Les courbes en pointillés correspondent aux modèles d'évolution sans prise en compte de la formation par accrétion alors que les courbes en trait plein correspondent aux modèles avec prise en compte de l'accrétion. Le code couleur définit la masse de la planète et est indiqué dans la figure. J'ai placé sur ce graphique les planètes β Pictoris b ($T_{\rm eff} = 1700 \pm 300$ K, âge $= 12^{+8}_{-4}$ Ma, Bonnefoy et al. 2011) et HR 8799 bcd ($T_{\rm eff} = 800$–900, 1000–1100 et 1000–1100 K, âge $= 60^{+100}_{-30}$ Ma, Marois et al. 2008b). Figure modifiée de Marley et al. (2007).*

10–25 $M_{\rm J}$ pour une séparation de 8–12 UA, en contradiction avec ces modèles (Lagrange et al. 2012a). Toutefois, ces modèles n'incluent pas pour l'instant un traitement réaliste du processus d'accrétion des planétésimaux sur la planète. Ceci implique que les limites en luminosité et température effective (courbes en trait plein dans la figure I.2.9) sont des limites inférieures. Les observations de SPHERE, GPI, etc permettront de tester ces différents modèles évolutifs.

– les étoiles avec des planètes détectées par les vitesses radiales. Deux principaux arguments sont en faveur de l'observation de ces cibles : signatures de planètes à longue période dans les mesures de vitesses radiales (Udry & Santos 2007) et extrapolations de la distribution en séparation des planètes détectées en vitesses radiales suggérant une population de planètes géantes à des séparations de 5–20 UA (Cumming et al. 2008).
– les étoiles proches (<5 pc). Grâce au gain en résolution angulaire, ces instruments pourront observer des planètes irradiées par le flux de leur étoile (séparation <1 UA, Burrows et al. 2004). Les modèles prédisent un flux aux longueurs d'onde rouges et infrarouges jusqu'à deux ordres de grandeur plus important pour ces objets.

Enfin, les récentes images du système planétaire de HR 8799 avec le système d'optique adaptative du *Large Binocular Telescope* (Skemer et al. 2012; Esposito et al. 2012) montrent le potentiel de cet instrument pour l'analyse des exoplanètes jeunes. En particulier, l'instrument LUCIFER possède un mode spectroscopie à longue fente en imagerie limitée par la diffraction.

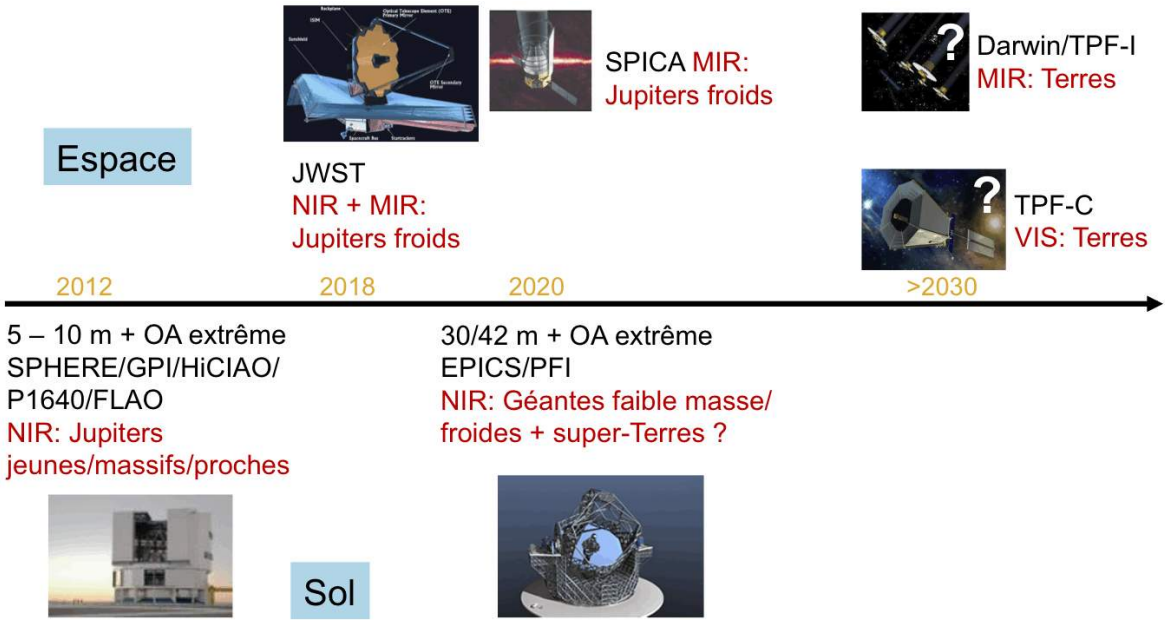

FIGURE I.2.10 – *Chronologie des instruments en cours d'intégration et des projets futurs pour l'imagerie directe des exoplanètes.*

I.2.3.2 *James Webb Space Telescope* (JWST)

À la fin de cette décennie (∼2018–2020), la suite instrumentale du JWST (6,5 m de diamètre, Clampin 2010) permettra de caractériser des Jupiters plus froids dans l'infrarouge proche et moyen. En effet, trois des quatre instruments permettront d'étudier ces objets :

- la caméra NIRCam (*Near-InfraRed Camera*) observera entre 0,6 et 5 μm. Elle comporte cinq coronographes à bande limitée (Kuchner & Traub 2002). Ses meilleures performances en contraste sont 10^{-5}–10^{-6} à 1–2″ à 4,6 μm, ce qui est équivalent à des Jupiters de 2 M_J plus jeunes que 1 Ga ou à des Jupiters de 1 M_J plus jeunes que 300 Ma. Ces estimations sont basées sur les modèles de Burrows et al. (2003), qui ne prennent pas en compte la formation des planètes par accrétion.
- la caméra MIRI (*Mid-InfraRed Imager*) observera entre 5 et 28 μm. Elle est munie de trois coronographes à quatre quadrants (Rouan et al. 2000) monochromatiques optimisés pour des longueurs d'onde de 10,65, 11,40 et 15,50 μm. L'instrument atteindra des contrastes de 10^{-4}–10^{-5} à 0,5–1″ et détectera des Jupiters massifs (>5 M_J) vieux de 5 Ga (Boccaletti et al. 2005).
- l'instrument FGS/NIRISS (*Fine Guidance Sensor / Near InfraRed Imager and Slitless Spectrograph*) qui observera aux longueurs d'onde 0,8–5 μm [17]. Parmi ses objectifs scientifiques, il détectera et caractérisera l'atmosphère de planètes séparées de 70–500 mas de leur étoile par imagerie par masquage de pupille entre 3,8–5 μm. Ses performances sont des contrastes de $\sim 10^{-4}$ (objectif 10^{-5}) à 0,2″.

17. Cet instrument remplace TFI (*Tunable Fine Imager*) dont le développement a été arrêté en juillet 2011 suite à l'identification d'un problème technologique compromettant la livraison de l'instrument dans les délais prévus. Les informations sur NIRISS viennent du site Internet : `http://www.stsci.edu/jwst/instruments/niriss`.

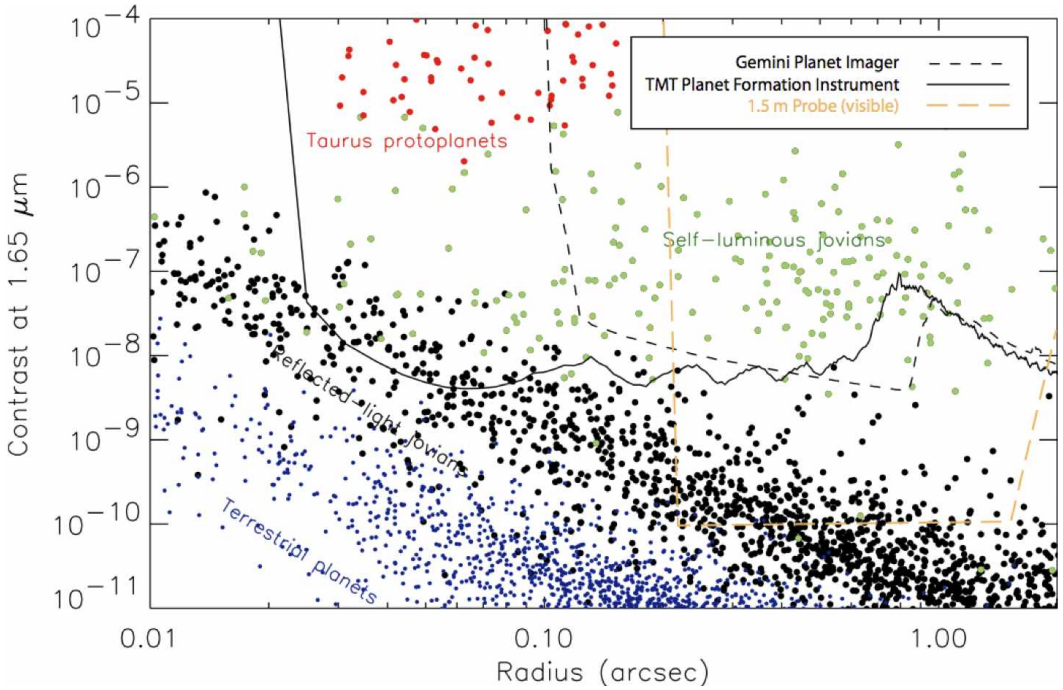

FIGURE I.2.11 – *Performances en contraste des instruments d'imagerie directe GPI (tirets courts noirs) et PFI (trait plein noir), et d'un petit coronographe spatial (tirets longs orange). GPI et les autres instruments d'imagerie sur les télescopes de classe 8–10 m observeront principalement des Jupiters jeunes (≤1 Ga) émettant leur propre lumière à des séparations angulaires >0,10″. Les instruments sur les ELT comme PFI détecteront des planètes plus éloignées de la Terre grâce au gain en résolution (>0,025″) et des Jupiters matures brillant en lumière réfléchie grâce à un gain en contraste d'un facteur 10. Un coronographe spatial de 1,5 m de diamètre sera plus limité angulairement (>0,2″) mais atteindra des contrastes 100 fois plus faibles que les instruments sol et pourra mesurer des Neptunes froids voire des planètes rocheuses massives. Figure extraite de Lawson et al. (2009).*

I.2.4 Projets futurs

I.2.4.1 Les très grands télescopes (ELT)

Les années 2020 verront l'avènement de télescopes de la classe 30–40 m : l'*European-Extremely Large Telescope* (E-ELT), le *Thirty Meter Telescope* (TMT) et le *Giant Magellan Telescope*. Des instruments dédiés à l'imagerie directe des exoplanètes ont fait l'objet d'une étude préparatoire : EPICS (*ExoPlanet Imaging Camera and Spectrograph*, Kasper et al. 2010) pour l'E-ELT et PFI (*Planet Formation Imager*, Macintosh et al. 2006) pour le TMT. Ces instruments visent des contrastes de 10^{-8}–10^{-9} à 30 mas (figure I.2.11). Ils ont pour objectif de mesurer les propriétés spectrales de géantes gazeuses et glacées froides et de détecter des super-Terres dans l'infrarouge proche. Cependant, ces instruments très complexes ne feront pas partie des instruments de première lumière et, s'ils sont sélectionnés, seront installés après 2025. Un autre instrument d'intérêt pour les exoplanètes est METIS (*Mid infrared ELT Imager and Spectrograph*, Brandl et al. 2008), qui pourra observer des Jupiters irradiés entre 3 et 20 μm.

I.2.4.2 Observatoires spatiaux

I.2.4.2.1 SPICA

Le télescope japonais SPICA (*SPace Infrared telescope for Cosmology and Astrophysics*) de 3,2 m de diamètre pourrait être lancé avant la fin de cette décennie. À son bord, l'instrument SCI (*SPICA Coronagraph Instrument*, Enya et al. 2011) permettra d'analyser des Jupiters jeunes (1 Ga, $>1\ M_J$) et vieux (5 Ga, $>2\ M_J$) aux longueurs d'onde 3,5–27 μm à une résolution spectrale maximale de 200, grâce à ses performances en contraste de 10^{-6} (potentiellement $\sim 10^{-7}$ après soustraction de la FEP [18]). Il sera sensible à des planètes plus lointaines ($\geq$10 UA) que le JWST, à cause de sa résolution angulaire plus limitée ($2''$ à 10 μm). Néanmoins, il pourra en faire des spectres contrairement au JWST. De plus, sa plus grande sensibilité aux longueurs d'onde plus grandes que 10 μm lui donne accès à des planètes moins massives autour d'étoiles vieilles. Par exemple, SCI pourra imager des planètes géantes glacées en orbite lointaine ($\sim$20–30 UA) autour d'étoiles de type A plus proches que $\sim$10 pc (Matsuo et al. 2011).

I.2.4.2.2 *Terrestrial Planet Finders*

Au cours des années 2000, des études conceptuelles ont été menées pour la réalisation de coronographes spatiaux de 8 m de diamètre (*Terrestrial Planet Finder - Coronagraph* ou TPF-C), d'occulteurs externes (*New Worlds Observer*) et des interféromètres à longue base (*Terrestrial Planet Finder - Interferometer* ou TPF-I, *Darwin*) pour la détection et la caractérisation spectrale des emblématiques planètes jumelles de la Terre et la recherche de signatures d'activité biologique. Pour le projet TPF-C, les contraintes en performance sont un contraste de 10^{-10} à un angle de travail interne (*Inner Working Angle* ou IWA en anglais, il s'agit de l'angle pour lequel la transmission du coronographe est de 50%) de 75 mas sur la bande spectrale de 0,5–1 μm, pour une résolution spectrale R$\sim$70 (Levine et al. 2009). Le *New Worlds Observer* consiste en un télescope de 4 m de diamètre et d'un occulteur de 50 m placé à 80 000 km en amont (Cash et al. 2009). Ses performances en contraste sont 10^{-11} à une séparation angulaire de 50 mas sur une bande spectrale de 0,1–1,1 μm. Il peut analyser des planètes dans la zone habitable d'une trentaine d'étoiles à une résolution spectrale $R \sim 100$. La mission *Darwin* est composée de quatre télecopes de 2 m de diamètre volant en formation et envoyant leur faisceau à un recombinateur. Ses objectifs sont l'analyse spectroscopique à $R = 25$ aux longueurs d'onde 6–20 μm du dioxyde de carbone et de l'ozone pour 50 planètes, et de l'eau pour 25 planètes, autour d'étoiles FGKM à moins de 25 pc (V<12, Cockell et al. 2009). Toutefois, ces différentes études ont identifié un certain nombre de développements technologiques nécessaires à la réalisation de ces projets ambitieux. Les lancements de ces derniers n'interviendront probablement pas avant $\sim$2025–2030.

Un concept alternatif au projet TPF-I a été proposé par M. Shao. DAViNCI (*Dilute Aperture Visible Nulling Coronagraphic Imager*, Shao & Levine 2010) est un imageur coronographique annuleur comportant quatre télescopes de 1,1 m portés par la même plate-forme.

I.2.4.2.3 Petites missions spatiales

En même temps que les études des missions de caractérisation d'exoTerres, les observations ont montré l'extrême diversité des exoplanètes (chapitre I.1). Pour avoir une compréhension complète de la formation et de l'évolution des exoplanètes, les astronomes ont compris qu'il

18. Ses valeurs correspondent à une configuration du télescope avec un système de contrôle de front d'onde. Cependant, cette solution a été abandonnée en 2012. Sans miroir déformable, les performances en contraste seront limitées à 10^{-4}–10^{-5}.

fallait toutes les étudier et ne pas se focaliser uniquement sur la recherche des exoTerres, comme cela avait été le cas au début des années 2000 (Schneider et al. 2008). Pour répondre à une partie de ces questions, une série de missions spatiales de classe 1–2 m ont été proposées pour l'analyse des géantes glacées et des planètes rocheuses massives froides à des résolutions spectrales variant entre 15 et 40. Pour atteindre l'objectif des super-Terres, ces missions doivent satisfaire des contraintes en contraste de 10^{-9}–10^{-10} (figure I.2.11). À cause de leur diamètre limité, ces instruments ne pourront étudier que les planètes dans le proche environnement du Soleil, typiquement des super-Terres jusqu'à 5–8 pc et des Jupiters jusqu'à 20–25 pc. Ces missions sont de deux types : coronographes à télescope monolithique et coronographes interférométriques annuleurs. Parmi les premiers se trouvent PECO (*Pupil mapping Exoplanet Coronagraphic Observer*, Guyon et al. 2010b), ACCESS (*Actively-corrected Coronagraph Concepts for Exoplanetary System Studies*, Trauger et al. 2010) et SPICES (*Spectro-Polarimetric Imaging and Characterization of Exoplanetary Systems*, Boccaletti et al. 2012). Enfin, EPIC (*Extrasolar Imaging Planetary Coronagraph*, Clampin & Lyon 2010) est un projet de coronographe interférométrique annuleur. Il est composé d'un seul télescope avec un séparateur et un recombinateur de faisceaux.

J'ai présenté les défis que doit relever l'imagerie des exoplanètes et les techniques actuellement développées pour y répondre. J'ai aussi décrit quelques résultats marquants obtenus avec les instruments actuels. Dans un futur proche, la caractérisation spectrale de planètes géantes jeunes ($\lesssim$100 Ma) sera possible avec les instruments SPHERE et GPI sur les télescopes VLT et *Gemini*. Des analyses similaires pour des planètes moins massives et plus âgées requièrent l'élaboration d'instruments et/ou de missions atteignant des contrastes 100 à 1000 fois plus faibles. J'en ai évoqué plusieurs dans ce chapitre : EPICS et PFI sur l'E-ELT et le TMT, les petits coronographes spatiaux et les *Terrestrial Planet Finders*. Dans la partie suivante, je détaille le programme scientifique et le concept instrumental de la mission SPICES, un petit coronographe spatial pour la caractérisation spectro-polarimétrique de Jupiters, Neptunes et super-Terres froides et de disques circumstellaires aussi faibles que quelques zodis.

Deuxième partie

La mission SPICES et le code de simulation MEHICI

La lumière est l'intermédiaire qui transforme l'invisible en visible.
Bang Hai Ja

Dans cette partie, je présente le cadre de la plus grande partie de mon travail de thèse et l'outil que j'ai contribué à développer et utilisé dans mon étude. Le chapitre II.1 est consacré à la description de la motivation, des objectifs scientifiques et du concept instrumental de la mission SPICES (*Spectro-Polarimetric Imaging and Characterization of Exoplanetary Systems*), un projet de coronographe spatial de 1,5 m de diamètre soumis au deuxième appel *Cosmic Vision* à missions moyennes lancé par l'Agence Spatiale Européenne (ESA) en 2010. Le chapitre II.2 est dédié à l'explication du fonctionnement du code de simulation numérique instrumentale MEHICI (*MEudon HIgh Contrast Imaging*), que j'utilise pour analyser les performances scientifiques de la mission SPICES.

Chapitre II.1

La mission SPICES

SPICES est un projet de coronographe spatial de 1,5 m de diamètre proposé à l'ESA en décembre 2010 dans le cadre du deuxième appel *Cosmic Vision* à missions moyennes. Cette mission est proposée par Anthony Boccaletti et un consortium regroupant des laboratoires européens, américains et japonais (Boccaletti et al. 2012, annexe B). Il s'agit d'une évolution du projet SEE-COAST (*Super-Earth Explorer Coronagraphic Off-Axis Space Telescope*, Schneider et al. 2009) soumis à l'ESA en 2007. Dans ce chapitre, je détaille les différentes motivations pour ce projet (paragraphe II.1.1), les objectifs scientifiques visés (paragraphe II.1.2) et le concept instrumental envisagé pour atteindre de très hauts contrastes (paragraphe II.1.3).

II.1.1 Motivation pour un coronographe spatial

En analysant la chronologie des projets spatiaux en cours et futurs de l'imagerie directe (figure I.2.10), on constate qu'on passe de la caractérisation de planètes joviennes à l'étude des emblématiques planètes jumelles de la Terre. Les projets de *Terrestrial Planet Finders* ont été envisagés en même temps que la détection des premières exoplanètes dans les années 1990, aussi bien du côté européen qu'américain, pour détecter des exoTerres et rechercher d'éventuelles signatures d'activité biologique (section I.2.4.2.2). Ils étaient prévus pour un lancement dans les années 2010–2020. Cependant au cours des années 2000, des études conceptuelles ont mis en évidence un certain nombre de challenges technologiques (contrôle de front d'onde pour TPF-C, vol en formation pour TPF-I et *Darwin*) qui retardent le lancement de ces missions au-delà de 2030.

En 2007, une série de missions exoplanètes de classe moyenne et grande (M et L respectivement) ont été proposées à l'ESA pour faire de la photométrie des transits (PLATO), de l'imagerie à un seul télescope (SEE-COAST), de l'interférométrie annulante (PEGASE, *Darwin*), de l'imagerie par réseau de Fresnel (*Fresnel Interferometric Imager*) et de l'imagerie en pupille diluée (*Luciola*). Seule la mission PLATO a été pré-sélectionnée pour étude. La communauté scientifique des exoplanètes a alors mené un exercice de prospection et plusieurs groupes d'expertise, aussi bien américains qu'européens, ont proposé une feuille de route sur les 10–15 prochaines années (Lunine et al. 2008; Lawson et al. 2009; Coudé du Foresto et al. 2010; Hatzes et al. 2010). Les analyses de ces différents groupes ont abouti au même constat. Aucune technique ne permet à elle seule l'étude de toute la diversité des exoplanètes. Il est donc nécessaire d'identifier les objectifs scientifiques (recensement pour l'analyse statistique, identification de cibles pour des suivis spectroscopiques et caractérisation spectrale) et les types de planètes que chaque technique peut étudier afin d'augmenter la lisibilité des propositions de mission exoplanètes parmi

toutes les autres propositions de mission (astrophysique, planétologie, physique fondamentale) aux agences spatiales. Les groupes d'expertise ont mis en avant la détection directe et la mesure des spectres des planètes à courte et longue période orbitale par la spectroscopie des transits et l'imagerie directe respectivement, tout en reconnaissant que des missions spatiales seraient plus appropriées pour répondre à ce défi scientifique.

En 2010, quatre propositions de mission de classe M pour l'étude des exoplanètes ont été soumises à l'ESA : EChO (spectroscopie des transits), NEAT (astrométrie), *Fresnel Imager* et SPICES (imagerie à un seul télescope). Seule la mission EChO a été pré-sélectionnée. La mission SPICES a pour but l'analyse des systèmes planétaires dans leur ensemble par imagerie coronographique dans le domaine visible : d'une part la spectro-polarimétrie de Jupiters, Neptunes et super-Terres froids, et d'autre part l'observation des parties internes de disques circumstellaires faibles ($\gtrsim$1 zodi). En plus de couvrir des objectifs scientifiques non explorés par les projets en imagerie directe mentionnés dans le chapitre précédent, cette mission permettra la validation de technologies clés pour le projet TPF-C (Levine et al. 2009).

II.1.1.1 Caractérisation de planètes inaccessibles par les instruments sol

SPICES, s'il est sélectionné lors des prochains appels à missions, pourrait être mis en service en parallèle des instruments EPICS et PFI sur les ELT. Même si ses cibles principales sont similaires à celles des instruments ELT, SPICES leur est complémentaire par le type des étoiles visées et par la bande spectrale couverte. En effet, EPICS et PFI ont pour but l'analyse de planètes moins massives que celles observées par les instruments sur les télescopes de classe 8–10 m jusqu'aux Neptunes (spectro-polarimétrie) et super-Terres (imagerie). Cependant, la pression sur les instruments ELT risque de limiter le nombre de planètes caractérisées car cela demande des temps d'intégration longs (de l'ordre de la centaine d'heures). Il est à noter que des simulations numériques (Cavarroc et al. 2006) montrent que des planètes rocheuses massives seraient difficiles à détecter par ces instruments à cause du bruit de photon [19]. De plus, le contraste de 10^{-9} visé par les instruments ELT sera obtenu après l'étalonnage des images brutes (Vérinaud et al. 2010), alors que pour SPICES les contrastes requis (10^{-9}–10^{-10}) seront obtenus directement dans les images enregistrées par le détecteur. En supposant que la sensibilité des instruments ELT permette la détection de super-Terres, ils le feront pour les étoiles les plus brillantes à cause des limitations de l'optique adaptative. Néanmoins, l'identification des bandes d'absorption sera difficile à cause de l'absorption de l'atmosphère terrestre. SPICES est une mission dédiée à l'analyse des exoplanètes et pourra observer les étoiles de tous les types spectraux. Un autre point de complémentarité concerne la bande spectrale. SPICES couvrira des longueurs d'onde plus courtes que les instruments ELT (450 nm contre 600 nm) et pourra mesurer la diffusion Rayleigh par les molécules de l'atmosphère des exoplanètes. La mesure de la diffusion Rayleigh apporte des contraintes sur la présence de nuages (Cahoy et al. 2010).

SPICES étudiera aussi des planètes jeunes, comme celles observées dans l'infrarouge proche par les instruments sur les télescopes de classe 8–10 m. En fournissant des spectres en lumière réfléchie pour les planètes connues, SPICES permettra de mieux contraindre leurs propriétés. Cependant, sa meilleure sensibilité lui donnera accès à des planètes moins massives que Saturne autour d'étoiles de type tardif inaccessibles par les instruments sol (figure II.1.1).

19. Celui-ci est proportionnel à la racine carrée du nombre de photons collectés par le télescope donc au diamètre du télescope.

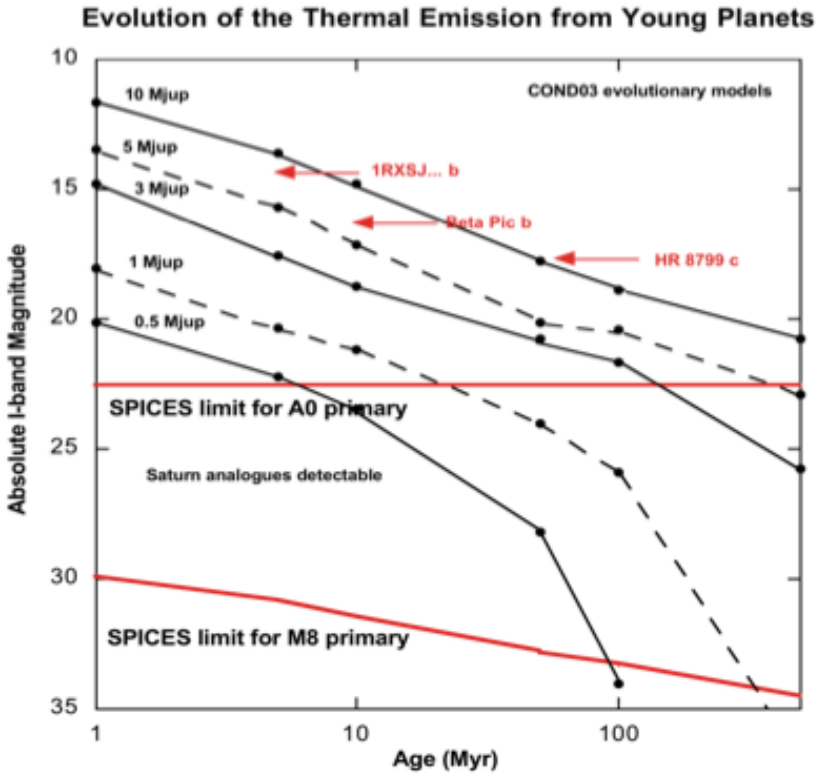

FIGURE II.1.1 – *Sensibilité de SPICES comparée aux magnitudes absolues en bande I (0,725–0,875 µm) de modèles de planètes géantes jeunes (modèles COND de Baraffe et al. 2003). SPICES pourra détecter des planètes de masse inférieure à celle de Saturne (0,3 M_J). Figure extraite de Boccaletti et al. (2012).*

II.1.1.2 Imagerie de disques circumstellaires faibles ($\gtrsim$1 zodi)

SPICES a la particularité unique de pouvoir étudier les systèmes planétaires dans leur ensemble grâce à un champ de vue plus grand que celui des instruments ELT ($\sim$10″ contre $\sim$1″) et des projets TPF. L'imagerie directe par coronographie permet de connaître la distribution spatiale des poussières du disque, qui est un élément indispensable pour la modélisation de la distribution spectrale d'énergie. Connaître la distance à l'étoile des poussières permet de lever la dégénérescence avec leur température (Wyatt 2008). Le domaine de longueurs d'onde que couvrira SPICES sera complémentaire au JWST (infrarouge proche et moyen) et l'*Atacama Large Millimiter Array* (submillimétrique). En effet, la taille des grains de poussière observés et les mécanismes physiques associés à ces grains dépendent de la longueur d'onde. Les disques que SPICES observera sont de deux types : les disques protoplanétaires et les disques de débris.

II.1.1.2.1 Disques protoplanétaires

Très peu de disques protoplanétaires ont pu être résolus dans les régions les plus internes (1–50 UA), là où les modèles de formation produisent plus facilement des planètes. Ces régions ont été nettoyées d'une grande partie de leur gaz donc sont optiquement minces et observables dans le domaine visible, alors que les régions externes contiennent encore la majeure partie de leur masse initiale et sont optiquement épaisses.

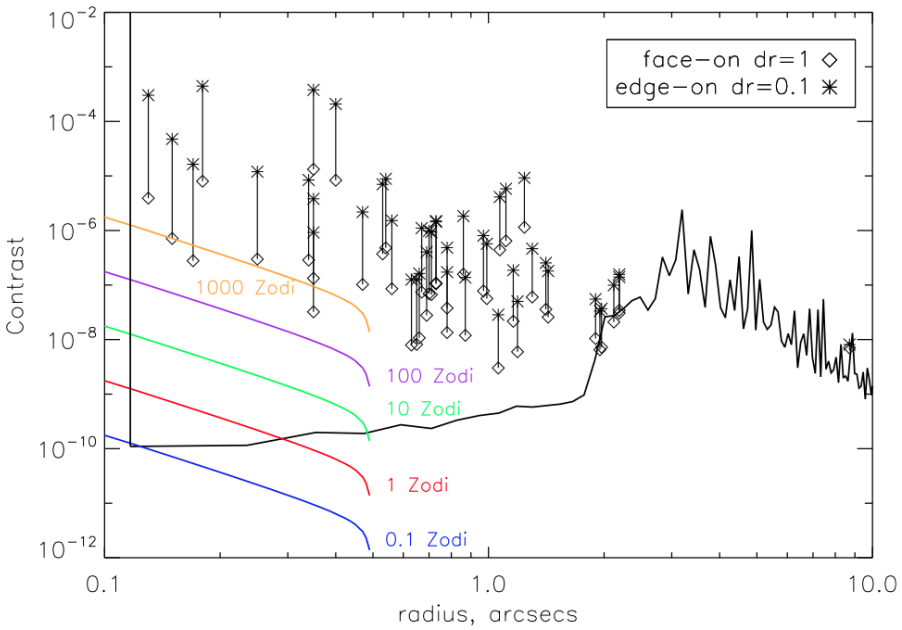

FIGURE II.1.2 – *Sensibilité de SPICES comparée aux intensités de disques de débris détectés par Spitzer autour de 46 étoiles de type spectral A (symboles) et à différents niveaux d'intensité d'un modèle de disque (exprimée en unités de l'intensité de la lumière zodiacale). SPICES pourra imager des disques plus faibles de deux ordres de grandeur par rapport à ceux détectés actuellement. Figure extraite de Boccaletti et al. (2012).*

II.1.1.2.2 Disques de débris

En ce qui concerne les disques de débris, seuls les disques les plus jeunes (10–100 Ma) et quelques disques atypiques autour d'étoiles plus âgées ont été imagés en lumière diffusée. La sensibilité des instruments actuels (*Hubble*, *Spitzer*) ne permet pas l'observation de disques plus faibles que quelques centaines de zodis (figure II.1.2). Dans un futur proche, l'interféromètre du *Large Binocular Telescope* permettra peut-être de repousser cette limite à quelques dizaines de zodis. La contrainte en contraste de SPICES lui permettra d'observer des disques aussi faibles que quelques zodis et de faire un recensement des cibles les plus appropriées pour les missions TPF. En effet, l'intensité des nuages exozodiacaux est reconnue comme un problème majeur pour la caractérisation d'exoTerres par les projets d'interféromètres annuleurs (TPF-I, *Darwin*, voir paragraphe I.2.4.2.2) car ces derniers requièrent un modèle du disque pour isoler la contribution du flux de la planète. Des missions d'imagerie de disques faibles ont été recommandées par les rapports d'expertise mentionnés au début de ce chapitre (section II.1.1). Cependant, il reste le problème de l'extrapolation de ces mesures obtenues aux longueurs d'onde visibles aux bandes spectrales infrarouges analysées par les interféromètres annuleurs.

Une autre motivation pour l'imagerie directe est de pouvoir révéler des structures asymétriques (décalage du centre du disque par rapport à l'étoile, gauchissement, cavités, anneaux, spirales) qui peuvent être expliquées comme des signes indirectes de la présence d'une ou plusieurs planètes (Wyatt 2008). Des modèles dynamiques de disques prédisent des structures asymétriques différentes selon la longueur d'onde d'observation (Wyatt 2006). Grâce aux contraintes fournies par l'imagerie directe, des modèles d'évolution dynamique de disques peuvent prédire la masse et les paramètres orbitaux d'une planète hypothétique (Wyatt 2008; Stark & Kuchner

2008). Une illustration parfaite de cette démarche est le système planétaire de l'étoile β Pictoris, pour lequel on savait depuis quelques années (Kalas & Jewitt 1995; Mouillet et al. 1997) que le disque était asymétrique. Des modélisations dynamiques ont expliqué ces asymétries par la perturbation gravitationnelle d'une planète (Mouillet et al. 1997; Augereau et al. 2001). Enfin, une planète, dont les propriétés sont en accord avec les prédictions des modèles, a été récemment découverte puis confirmée (Lagrange et al. 2009, 2010b).

II.1.1.3 Préparation des futures missions dédiées à la caractérisation d'exo-Terres

L'autre principale motivation pour SPICES est la validation de technologies clés pour le projet TPF-C, en particulier la qualification pour le spatial du contrôle de front d'onde par miroir déformable (MD). Depuis plusieurs années, des tests sont menés au *High-Contrast Imaging Testbed* (Trauger et al. 2004; Trauger & Traub 2007; Trauger et al. 2010) sur cette problématique. En particulier, Trauger & Traub (2007) ont montré qu'il est possible d'atteindre avec les technologies actuelles les contrastes requis pour la détection de planètes similaires à la Terre (10^{-11} après l'étalonnage a posteriori des images, bande spectrale $\Delta\lambda/\lambda = 20\%$), avec une stabilité instrumentale de plusieurs heures.

II.1.2 Objectifs scientifiques

L'objectif majeur de SPICES est l'analyse spectro-polarimétrique des systèmes planétaires dans leur ensemble (aussi bien les planètes que les disques circumstellaires) dans l'environnement proche du Soleil ($\lesssim$20 pc). Pour donner une idée du nombre de cibles potentielles dans un tel volume, il existe 120 étoiles de magnitude $V < 5$. Je détaille ci-dessous les différents objectifs scientifiques.

II.1.2.1 Spectro-polarimétrie visible d'exoplanètes connues

Avant de détailler les objectifs scientifiques pour les différentes classes de planètes que SPICES observera, j'explique le choix de faire de la spectro-polarimétrie dans le domaine visible.

Un spectre donne des informations plus riches que des couleurs : nature et abondance des molécules, présence de nuages/brumes, etc. Traub (2003) a proposé des diagrammes couleur-couleur pour distinguer les différents types de planètes (de gaz, de glaces ou de roches) sur la base des couleurs des planètes du système solaire. Cahoy et al. (2010) ont montré que cette approche ne serait pas aussi directe à cause de dégénérescences entre l'angle de phase (angle étoile-planète-observateur), la séparation orbitale et l'enrichissement en métallicité de la planète (figure II.1.3). Néanmoins, mesurer des couleurs fournirait quelques contraintes.

La polarimétrie est un outil très utile à la fois pour la détection et la caractérisation d'exoplanètes (Stam et al. 2004; Stam 2008, pour les planètes gazeuses et telluriques respectivement) car le flux réfléchi par une planète intégré sur son disque est généralement polarisé alors que le flux émis par une étoile (toujours intégré sur le disque) ne l'est pas (Kemp et al. 1987). Le degré de polarisation (rapport du flux polarisé et du flux total, section II.1.3.4) dépendant de l'angle de phase, il pourrait permettre de séparer les flux d'une planète et d'un disque circumstellaire (Stam et al. 2004). Le degré de polarisation est une mesure relative donc indépendante du rayon de la planète. Il est sensible à la composition et à la structure de l'atmosphère d'une planète (ainsi qu'au type de surface pour des planètes rocheuses avec une atmosphère optiquement mince) de

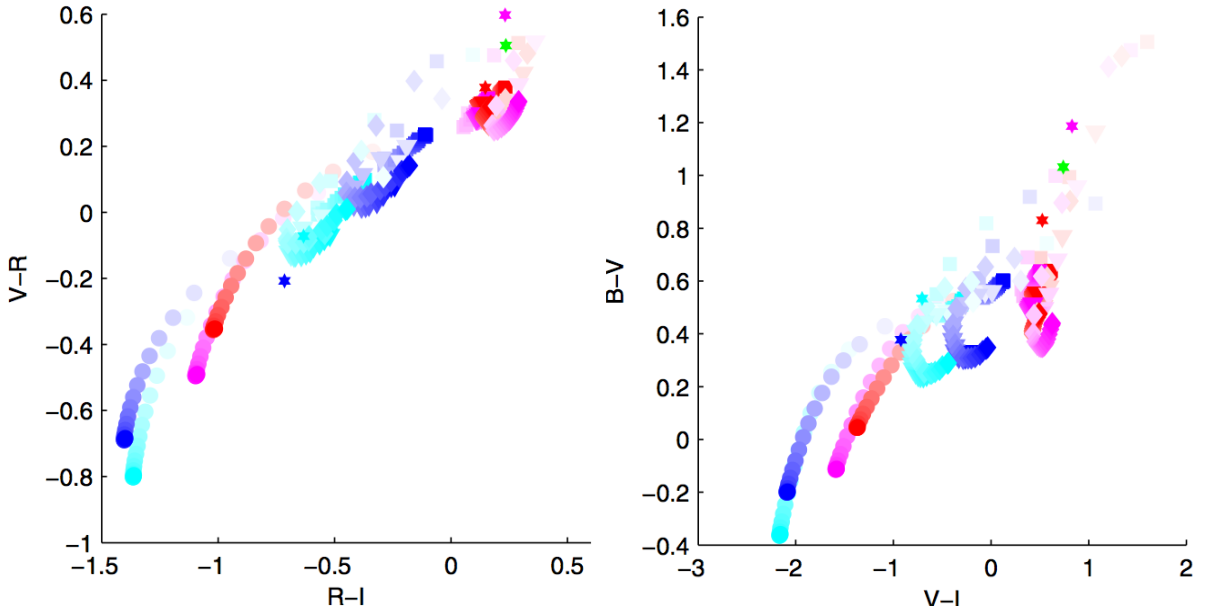

FIGURE II.1.3 – *Diagrammes couleur-couleur de planètes géantes et glacées. Les étoiles représentent les planètes géantes du système solaire (Jupiter en rouge, Saturne en vert, Uranus en turquoise et Neptune en bleu) et le satellite Titan (en magenta). Les autres symboles représentent des modèles de Jupiters (en rouge et magenta pour 1 et 3 métallicités solaires) et de Neptunes (en turquoise et bleu pour 10 et 30 métallicités solaires) pour différentes séparations à l'étoile (rond : 0,8 UA, carré : 2 UA, triangle inversé : 5 UA et losange : 10 UA) et d'angle de phase (ton des couleurs, le plus foncé/clair correspondant à une planète vue devant/derrière son étoile). Contrairement aux planètes du système solaire, des exoplanètes géantes gazeuses ou glacées n'occupent pas une région distincte d'un diagramme couleur-couleur qui permettrait de les distinguer de façon univoque. Les couleurs dépendent en effet de l'angle de phase, mais aussi de la séparation et de l'enrichissement en métallicité. Figure extraite de Cahoy et al. (2010).*

manière différente que le flux total et peut ainsi aider à lever des dégénérescences, quand il est combiné à des mesures de flux. La polarimétrie est une technique particulièrement adaptée à l'étude des planètes par imagerie directe. En effet, on peut mesurer le degré de polarisation d'une planète avec plus de précision quand elle est résolue angulairement de son étoile hôte, car son flux est moins contaminé par celui de l'étoile (Stam et al. 2004). De plus, le degré de polarisation est maximum pour des planètes proches de leur élongation projetée sur le ciel maximale à l'étoile (ou quadrature) (Stam et al. 2004; Stam 2008), justement là où les planètes sont plus facilement observables.

Enfin, le choix du visible comme bande spectrale résulte à la fois de critères scientifique (mesure de la diffusion Rayleigh et des bandes d'absorption du dioxygène) et instrumental (résolution angulaire meilleure aux petites longueurs d'onde pour un diamètre de télescope donné). Des Marais et al. (2002) ont listé les molécules que des missions de caractérisation d'exoplanètes devraient étudier en priorité : l'eau (H_2O), le dioxygène (O_2), l'ozone (O_3), le méthane (CH_4) et le dioxyde de carbone (CO_2). Toutes ces molécules ont des bandes d'absorption dans le visible et l'infrarouge proche, excepté l'ozone (visible seulement) et le dioxyde de carbone (infrarouge proche seulement). Le contraste en lumière réfléchie d'une planète dépend de sa séparation à l'étoile a, de son rayon R_p et de son albédo géométrique A_G, lui-même dépendant de l'angle de

phase α, de la composition et structure de l'atmosphère, et du type de surface si l'atmosphère est optiquement mince (pour les planètes rocheuses) :

$$C(\lambda) \,=\, A_{\rm G}(\lambda,\alpha) \left(\frac{R_{\rm p}}{a}\right)^2 \tag{II.1.1}$$

Pour les cibles de SPICES (préalablement détectées par d'autres méthodes), on ne connaîtra pas le rayon car ni les vitesses radiales ni l'astrométrie ne fournissent cette information. Il faut donc pouvoir estimer le rayon indépendamment des observations de l'instrument. Une première approche serait l'utilisation de relations masse-rayon théoriques (par exemple, Fortney et al. 2007; Baraffe et al. 2008; Grasset et al. 2009). Cependant, comme je l'ai mentionné plus haut, la polarimétrie pourrait permettre d'établir les propriétés d'une planète sans avoir d'information sur son rayon, car il s'agit d'une mesure relative (Stam et al. 2004; Stam 2008).

En utilisant l'équation (II.1.1) avec des spectres modèles d'albédos planétaires (Cahoy et al. 2010; Stam 2008), j'ai tracé des spectres de Jupiters, de Neptunes et de super-Terres (figure II.1.5 et figure II.1.6, droite). D'après ces graphes, des planètes géantes gazeuses ont des contrastes de 10^{-8}–10^{-10} alors que des planètes géantes glacées et des super-Terres ont des contrastes de 10^{-9}–10^{-11}, selon la séparation à l'étoile et la longueur d'onde.

Comme la caractérisation d'exoplanètes requiert des temps d'intégration longs (jusqu'à la centaine d'heures pour les cibles les plus faibles), SPICES observera des planètes dans des systèmes détectés préalablement par vitesses radiales et astrométrie. Cela n'empêchera pas la découverte de planètes supplémentaires non détectées auparavant, car sa sensibilité lui donnera accès à des planètes d'âge (de quelques Ma à quelques Ga) et de température ($\gtrsim$100 K) très variés. Les vitesses radiales donnent la masse minimale et l'angle de phase d'une planète. En combinant des mesures de vitesses radiales et d'astrométrie, on peut déterminer sa vraie masse et sa position projetée sur le ciel. Cette dernière méthode n'a pas permis pour l'instant de détections nouvelles, mais des instruments spatiaux, comme *Gaia* (pour les étoiles plus faibles que la magnitude 6, qui est la limite des étoiles visibles à l'œil nu), et sol, comme VLT/PRIMA et Keck/ASTRA (pour les étoiles plus brillantes), pourraient ouvrir un nouvel espace de découverte d'exoplanètes vers les longues périodes orbitales, qui sont les cibles les plus appropriées pour SPICES. Pour *Gaia*, Casertano et al. (2008) ont réalisé des simulations numériques prédisant la détection d'une douzaine de planètes géantes (de masse supérieure à celle de Saturne) à des séparations de 0,5–4,5 UA autour détoiles de type spectral FGK à moins de 20 pc. Pour l'instrument PRIMA du VLT, Delplancke (2008) prédit la détection de géantes gazeuses pour des étoiles de type G à moins de 30 pc et de géantes glacées pour des étoiles moins massives et plus proches.

II.1.2.1.1 Géantes gazeuses et glacées

Le spectre des planètes géantes gazeuses et glacées est dominé par la diffusion Rayleigh ou l'absorption par des brumes photochimiques aux longueurs d'onde les plus courtes (0,45–0,6 μm) et par les bandes d'absorption aux longueurs d'onde les plus grandes (0,6–0,9 μm) (figure II.1.4, gauche). Plus on observe vers les longueurs d'onde grandes, plus on sonde profondément dans l'atmosphère, car l'efficacité de la diffusion diminue. Le degré de polarisation est plus élevé aux grandes longueurs d'onde et particulièrement dans les bandes d'absorption à cause des gaz moléculaires (figure II.1.4, droite, et Stam et al. 2004). Il est ainsi un indicateur de l'épaisseur optique des nuages/brumes. Il est plus sensible aux propriétés microphysiques des particules responsables de la dernière diffusion, alors que le flux total est plus sensible aux caractéristiques de

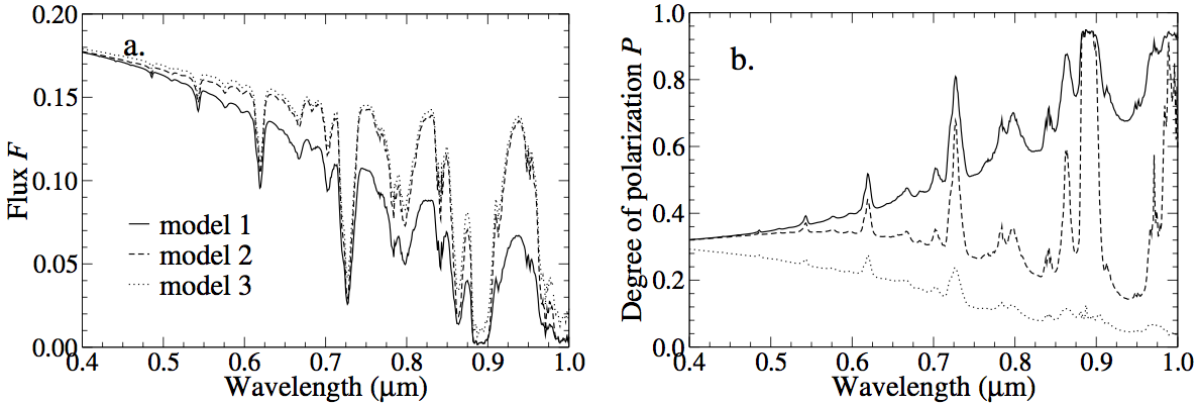

FIGURE II.1.4 – *Modèles d'atmosphères de planètes analogues à Jupiter en flux total normalisé à 1 (**gauche**) et en degré de polarisation (**droite**). Les modèles 1, 2 et 3 correspondent respectivement à une atmosphère sans nuages, une atmosphère avec un nuage troposphérique et une atmosphère avec un nuage troposphérique et une couche de brume stratosphérique. Le degré de polarisation est plus sensible à la présence de nuages ou de brumes que le flux total. Figure extraite de Stam et al. (2004).*

la diffusion (section efficace, densité en nombre de particules, fonction de phase). En particulier, le degré de polarisation permet de distinguer entre la présence de nuages ou de brumes.

L'abondance des espèces chimiques présentes dans l'atmosphère est un traceur des scénarios de formation planétaire. Par exemple, Jupiter a une métallicité trois fois supérieure à celle du Soleil, et Uranus et Neptune trente fois supérieure. Ces enrichissements en métallicité importants par rapport au Soleil ne peuvent s'expliquer par le scénario de l'instabilité gravitationnelle à partir de la nébuleuse protosolaire (Boss 1997), dans lequel les planètes ont une composition similaire au Soleil. La métallicité des atmosphères des planètes géantes est donc un indicateur de leur processus de formation. L'espèce chimique dominante est le méthane, avec des bandes par exemple à 0,62, 0,73 et 0,79 μm. La profondeur des bandes dépend de la nature des particules diffusantes (gaz, nuages, aérosols). Mesurer la largeur et la profondeur des bandes d'absorption d'un gaz à différentes longueurs d'onde permet de déterminer son abondance en fonction de l'altitude, s'il existe un autre gaz bien mélangé dans l'atmosphère (comme l'O_2 sur Terre) pour lever la dégénérescence avec la distribution verticale des nuages. Des mesures combinées de flux et de polarisation pourraient aider à lever cette dégénérescence. Le profil vertical de l'abondance des gaz renseigne aussi sur la pression atmosphérique globale.

Cahoy et al. (2010) ont étudié la dépendance du flux réfléchi de planètes analogues à Jupiter et Neptune en fonction de la séparation à l'étoile et de l'enrichissement en métallicité de l'atmosphère (figure II.1.5). Contrairement à l'émission thermique d'une planète, qui ne dépend que de son énergie interne [20], le flux réfléchi dépend fortement de la séparation à l'étoile (pour une planète d'âge supérieur à 1 Ga, Burrows et al. 2004). En particulier, si la planète est proche (0,8 UA), la température de l'atmosphère est trop élevée pour qu'une espèce chimique condense en nuages. Sans nuages, l'albédo de la planète est faible et diminue avec la longueur d'onde (à cause de la diffusion Rayleigh). On pourrait penser que ces planètes seraient inobservables par SPICES, mais le faible albédo est compensé par la séparation à l'étoile plus petite. À 2 UA, des

20. Ceci est valable pour des planètes en orbite lointaine (séparations $\gtrsim$ 1 UA). Je rappelle que le continuum du spectre thermique d'une planète peut être approximé par un modèle de corps noir de température égale à sa température effective.

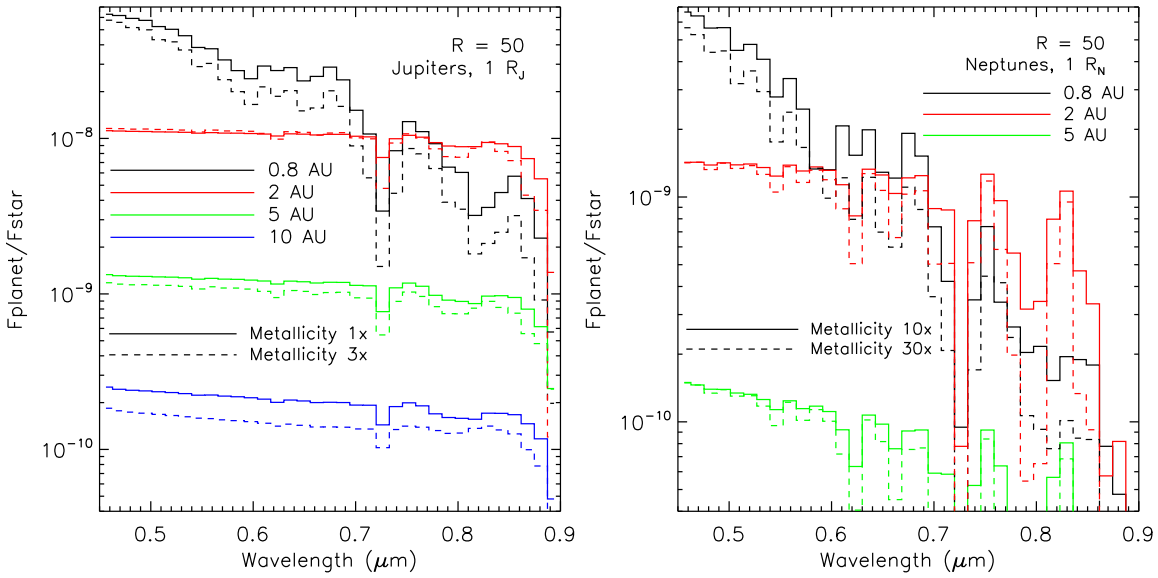

FIGURE II.1.5 – *Modèles d'atmosphères de planètes analogues à Jupiter (**gauche**) et Neptune (**droite**) dégradés à la résolution de SPICES pour différentes séparations étoile-planète (code couleur) et métallicités (style de ligne) (modèles adaptés de Cahoy et al. 2010). Les propriétés des principales bandes d'absorption sont données dans la table II.1.1.*

nuages d'eau se forment et ont pour effet de rendre le niveau du continuum du spectre quasi constant avec la longueur d'onde. À 5 UA, des nuages d'ammoniac (NH_3) se forment au-dessus des nuages d'eau. Au-delà, l'altitude de ceux-ci diminue quand la planète s'éloigne. Tous les nuages sont optiquement épais (correspondant par définition à une épaisseur optique supérieure à 1). Les bandes d'absorption moléculaire des spectres des Neptunes sont plus larges et plus profondes que celles des spectres des Jupiters à cause de leur enrichissement en métallicité plus grand (dix fois plus). Augmenter la métallicité a généralement pour effet de réduire l'albédo. Une exception est le cas d'un Jupiter à 2 UA pour les courtes longueurs d'onde car les nuages d'eau sont optiquement épais et hauts dans l'atmosphère. Cahoy et al. (2010) ont noté qu'un même facteur d'enrichissement en métallicité produit des différences plus importantes entre les spectres des Neptunes qu'entre ceux des Jupiters pour des séparations de 5 et 10 UA.

II.1.2.1.2 Super-Terres

On appelle "super-Terres" des planètes qui ne sont pas dominées par une atmosphère (par opposition aux planètes géantes). Celles-ci ont une masse inférieure à 10 masses terrestres (M_T) et un rayon inférieur à 2,5 rayons terrestres (R_T). Contrairement à ce que le nom laisserait entendre, cette classe de planètes regroupe aussi les "super-Vénus", "super-Mars" et "super-Mercure". D'après l'Encyclopédie des Planètes Extrasolaires (Schneider et al. 2011, `http://exoplanet.eu` consulté le 29/05/2012), il existe neuf super-Terres à moins de 7 pc (séparations $\leq$ 0,35 UA). Cependant, aucune n'est observable par SPICES car leur séparation angulaire est plus petite que la résolution de l'instrument à la longueur d'onde minimale de 0,45 μm ($\sim$0,12″ [21]). Néanmoins, les sondages en vitesses radiales restent limités par leur durée (8 ans pour le sondage

21. Pour calculer cette valeur, j'ai supposé une résolution angulaire de 2 λ/D limitée par le coronographe, voir section II.1.3.1.

TABLE II.1.1 – *Molécules observables à une résolution spectrale de 50 dans les spectres de Jupiters et de Neptunes de la figure II.1.5.*

Molécule	Longueur d'onde (μm)	Note
CH_4	0,54	
CH_4	0,62	
H_2O	0,65	pour les modèles à 0,8 UA
CH_4	0,66	
CH_4	0,73	
CH_4	0,79	
H_2O	0,82	pour les modèles à 0,8 UA
CH_4	0,84	
CH_4	0,86	

HARPS, 5 ans pour le programme *η-Earth*, Mayor et al. 2011; Howard et al. 2010) et les types spectraux des étoiles observées (Udry & Santos 2007), bien que des programmes d'observation dédiés aient débuté depuis quelques années (Pepe et al. 2011; Bonfils et al. 2011).

En comparant les spectres visibles de Vénus, la Terre et Mars (figure II.1.6, gauche), on constate qu'ils sont différents à cause de la composition chimique, de la couverture nuageuse, du type de surface et de la pression au sol. Vénus et Mars contiennent essentiellement du CO_2, qui n'a pas de bandes d'absorption dans le visible. Néanmoins, les spectres diffèrent en raison de la présence de nuages optiquement épais autour de la première planète et de l'atmosphère optiquement mince dévoilant la surface de la seconde. Des spectres modèles de la Terre montrent des variations suivant le pourcentage de couverture nuageuse et le type de surface couvrant l'hémisphère sondé (figure II.1.6, droite). Seager et al. (2005) ont souligné l'intérêt scientifique de la détection des signatures spectrales de la surface des planètes rocheuses comme le rougissement [22]. Il s'agit de l'augmentation forte de l'albédo aux longueurs d'onde plus grandes que 0,7 μm. Celle-ci est due au spectre d'absorption de la végétation (chlorophylle). Toutefois, plusieurs études ont montré la difficulté de cette mesure dans le cas de la Terre elle-même (par exemple, Woolf et al. 2002; Arnold et al. 2002; Montañés-Rodriguez et al. 2005). Seager et al. (2005) ont noté que la mesure du rougissement devrait être accompagnée de la détection du dioxygène pour valider son lien avec la végétation, car le spectre de certains minéraux peut présenter une caractéristique similaire mais à des longueurs différentes. De plus, Wolstencroft & Raven (2002) ont suggéré que le rougissement pourrait être décalé à des longueurs d'onde plus grandes que 1 μm pour les étoiles plus froides que le Soleil. Leur raisonnement est le suivant : le rayonnement des étoiles plus froides est maximum dans le rouge et l'infrarouge, donc l'énergie fournie par un photon est plus faible (elle est inversement proportionnelle à la longueur d'onde). Si on suppose des processus de photosynthèse similaires à ceux se produisant sur Terre, il faudrait un nombre de photons plus important que celui utilisé par la végétation terrestre. Cette hypothèse a été utilisée par Tinetti et al. (2006) pour calculer des spectres dans le visible et l'infrarouge proche d'une planète terrestre en orbite autour d'une étoile de type M. Si cette hypothèse est vérifiée, le rougissement serait en dehors de la bande spectrale couverte par SPICES et par conséquent indétectable. Cependant, Kiang et al. (2007) expliquent qu'il n'existe pas encore de théorie prédisant la position en longueur d'onde du rougissement en fonction du type stellaire.

22. *Red edge* en anglais.

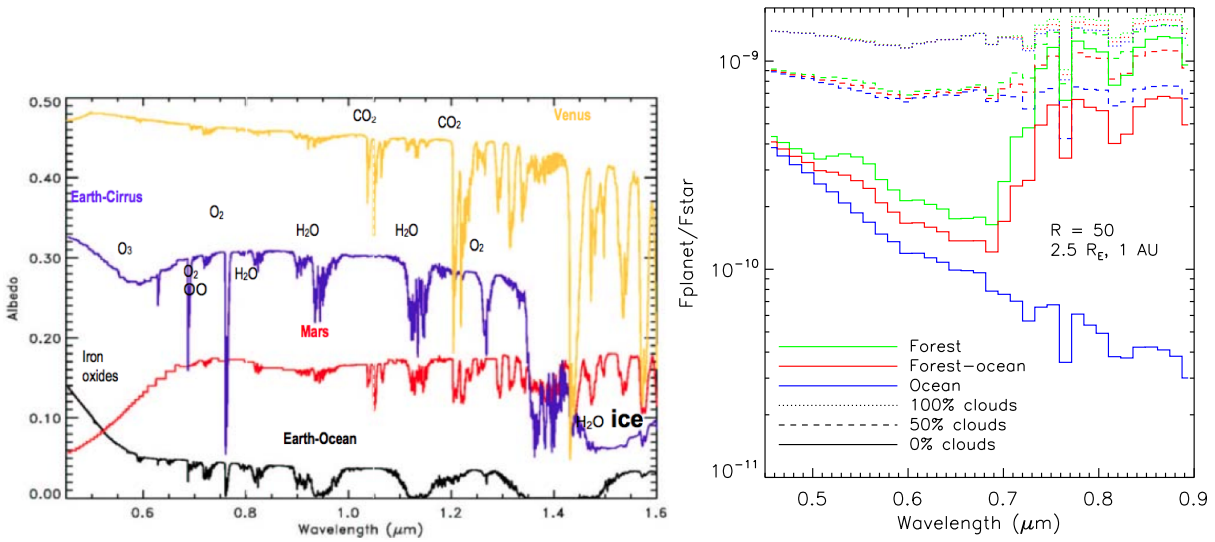

FIGURE II.1.6 – ***Gauche*** *: Modèles d'atmosphères de Mercure, Vénus, la Terre et Mars. Figure extraite de Tinetti et al. (2009).* ***Droite*** *: Modèles d'atmosphères de planètes analogues à la Terre pour différents types de surface (code couleur) et pourcentages de couverture nuageuse (style de ligne) (modèles adaptés de Stam 2008). Les principales bandes d'absorption observables dans les spectres de la figure de droite sont listées dans la table II.1.2.*

TABLE II.1.2 – *Molécules observables à une résolution spectrale de 50 dans le spectre de planètes analogues à la Terre de la figure II.1.6, droite.*

Molécule	Longueur d'onde (μm)	Note
O_3	0,5 – 0,7	bande de Chappuis
O_2	0,69	bande B
H_2O	0,72	
O_2	0,76	bande A
H_2O	0,82	

Le degré de polarisation dépend différemment de la nature de la surface : par exemple, un océan a un albédo faible mais a un degré de polarisation élevé (figure II.1.7). Les principales bandes d'absorption présentes sont celles de l'eau (0,72, 0,82 μm), du dioxygène (0,69 et 0,76 μm, bandes B et A respectivement) et de l'ozone (0,54–0,64 μm, la bande de Chappuis). Les largeur et profondeur de ces bandes dépendent de l'abondance relative des espèces chimiques présentes.

II.1.2.1.3 Planètes jeunes

Les cibles potentielles pour SPICES se répartissent en deux types. Le premier est composé des planètes détectées par les instruments SPHERE et GPI sur les télescopes de classe 8–10 m. La contribution de SPICES sera probablement leur caractérisation en bande I (0,725–0,875 μm), car leur grande séparation (>5 UA) les rendra trop faibles aux longueurs d'onde plus courtes même pour les planètes de plusieurs masses de Jupiter (le flux réfléchi dépend faiblement de la masse, Burrows et al. 2004). Le deuxième comprend les planètes non détectées par ces mêmes

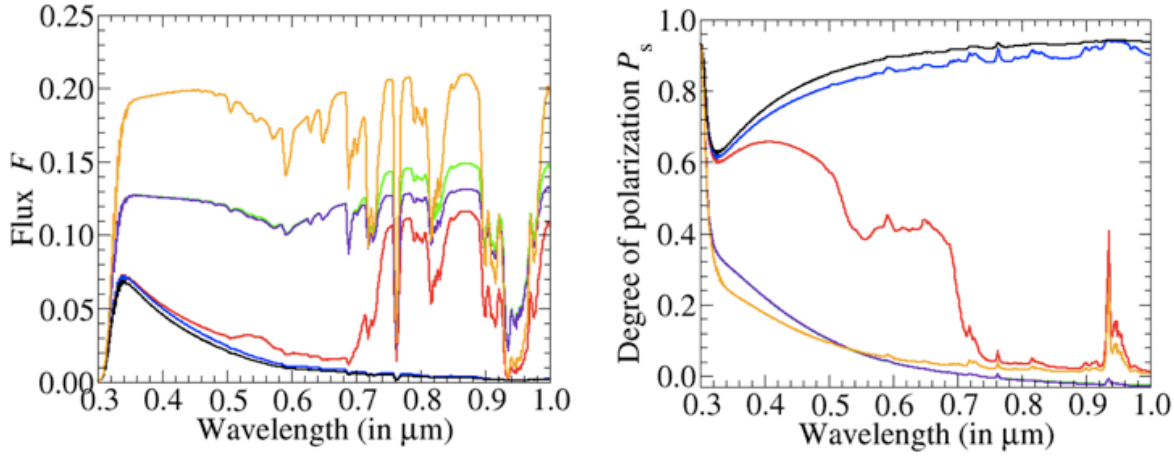

FIGURE II.1.7 – *Modèles d'atmosphères de planètes analogues à la Terre en flux total (**gauche**) et en degré de polarisation (**droite**). Les couleurs correspondent à différents modèles (noir : albédo de surface nul, orange : albédo de surface de 1, bleu : océan sans nuages, rouge : forêt sans nuages, violet : océan couvert de nuages, vert : forêt couverte de nuages). Le degré de polarisation dépend différemment du type de surface et de la couverture nuageuse que le flux total. Figure extraite de Stam (2008).*

instruments car trop froides (la limite de sensibilité de SPHERE sera ∼400–500 K [23]). Le flux thermique émis par une planète est généralement non polarisé en raison de la symétrie du rayonnement. La détection de flux polarisé serait le signe d'une atmosphère non homogène horizontalement (couverture en nuage partielle).

II.1.2.2 Imagerie des parties internes de disques circumstellaires

Grâce à un champ de 10″ environ, SPICES pourra analyser tous les types de disques, depuis les disques protoplanétaires (composés majoritairement de gaz) jusqu'aux disques de débris (composés majoritairement de poussières), avec une sensibilité meilleure de deux ordres de grandeur à des séparations plus proches par rapport aux instruments actuels. Grâce à la grande stabilité de sa fonction d'étalement du point (notée FEP dans la suite du manuscrit), SPICES permettra de mesurer la polarisation avec une précision inégalée.

II.1.2.2.1 Disques protoplanétaires

Les processus de formation planétaire dépendent fortement des taille et forme/porosité des grains (grains compacts, agrégats, etc). La spectro-polarimétrie fournit des contraintes fortes sur ces paramètres. Lorsqu'une planète suffisamment massive se forme, elle creuse un sillon dans le disque. Ainsi, l'observation de ces sillons apporteraient des contraintes indirectes sur la présence d'une planète interagissant avec le disque. Les contrastes requis sont de l'ordre de 10^{-6} alors que l'observation des planètes nécessitent des contrastes 1 000 à 10 000 fois plus faibles. Fouchet et al. (2010) ont montré que seuls les planétésimaux les plus gros (>1 m) peuvent passer ces sillons. Il en résulte une ségrégation dans la répartition des poussières qui peut être mise en

23. Pour comparaison, la planète β Pictoris b a une température effective de 1700 ± 300 K (Bonnefoy et al. 2011).

évidence par polarimétrie et dont les propriétés permettent de prédire la masse de la planète. SPICES observera une cinquantaine de disques parmi les cibles les plus proches (50–150 pc).

II.1.2.2.2 Disques de débris

On connaît des disques de débris autour de 15% des étoiles de la séquence principale (Wyatt 2008). Les poussières de ces disques proviennent des collisions entre les planétésimaux orbitant dans des ceintures analogues aux ceintures d'astéroïdes et de Kuiper du système solaire. L'étude de la morphologie des disques nous renseigne donc sur les interactions dynamiques de ces derniers avec les planétésimaux. Ces interactions jouent probablement un rôle clé dans l'architecture des systèmes planétaires. Des modèles (par exemple, Smith & Wyatt 2010) prédisent que la majorité des disques détectés par photométrie a une forme d'anneau entre 0,1–3″, domaine qui est accessible à SPICES. Ce dernier pourra observer des régions inaccessibles aux instruments actuels (<1″, ce qui correspond à <20 UA pour les disques les plus proches) avec une sensibilité 100 fois meilleure. SPICES sera sensible aux poussières micrométriques, qui sont fortement influencées par la pression de radiation. En particulier, Thébault & Augereau (2007) prédisent une distribution radiale différente des poussières plus grosses sondées en émission thermique. Le degré de polarisation dépend de l'angle de diffusion de la lumière donc de la position selon la ligne de visée. La mesure de la direction du flux polarisé permet ainsi de lever des dégénérescences dans la détermination de la structure en trois dimensions du disque.

II.1.3 Concept instrumental

Le concept instrumental de SPICES est basé sur la combinaison d'un télescope hors-axe de haute qualité optique, d'un modulateur de polarisation (lame demi-onde) associé à un analyseur (cube séparateur), d'un système d'analyse et de contrôle de front d'onde, d'un coronographe de phase de type vortex vectoriel et d'un spectromètre intégral de champ (*Integral Field Spectrometer* ou IFS en anglais) (figure II.1.8). Après le télescope hors-axe, deux miroirs (M4 et M5 sur la figure) sont insérés pour compenser la polarisation du faisceau lumineux créée par les optiques du télescope. Après le passage par le modulateur et l'analyseur polarimétriques, le train optique est séparé en deux voies de polarisation orthogonale. Puis, chaque faisceau passe par une lame séparatrice, qui coupe le domaine spectral en deux (0,45–0,70 μm et 0,65–0,90 μm) pour limiter les effets de chromaticité inhérents aux coronographes de phase et pour les besoins du dimensionnement de l'IFS (voir paragraphe III.1.1). Le recouvrement partiel des deux voies spectrales sert des besoins d'étalonnage. Les deux voies sont identiques à part l'ajout d'un miroir plan pour orienter le faisceau polarisé horizontalement dans la même direction que le faisceau polarisé verticalement. La configuration de la figure II.1.8 est telle que le faisceau polarisé verticalement est formé du rayonnement compris entre 0,45–0,7 μm et le faisceau polarisé horizontalement du rayonnement compris entre 0,65–0,9 μm. Cependant, la lumière qui n'a pas été sélectionnée par la lame séparatrice n'est pas perdue car elle est utilisée par les analyseurs de basculement [24], qui enregistrent la position des faisceaux sur les coronographes et envoie une commande à des miroirs qui vont corriger leur position. Cette séparation en polarisation puis en domaine de longueurs d'onde implique qu'une observation complète (spectres en flux et polarisation sur toute la bande spectrale) se fait en quatre temps (paragraphe II.1.3.4). Ensuite, le faisceau arrive sur le MD, qui va corriger les aberrations causées par les surfaces optiques de l'instrument (II.1.3.2). Le faisceau passe par le coronographe vortex (II.1.3.1), puis par l'IFS (II.1.3.3). Le faisceau est

24. *Tip-tilt* en anglais.

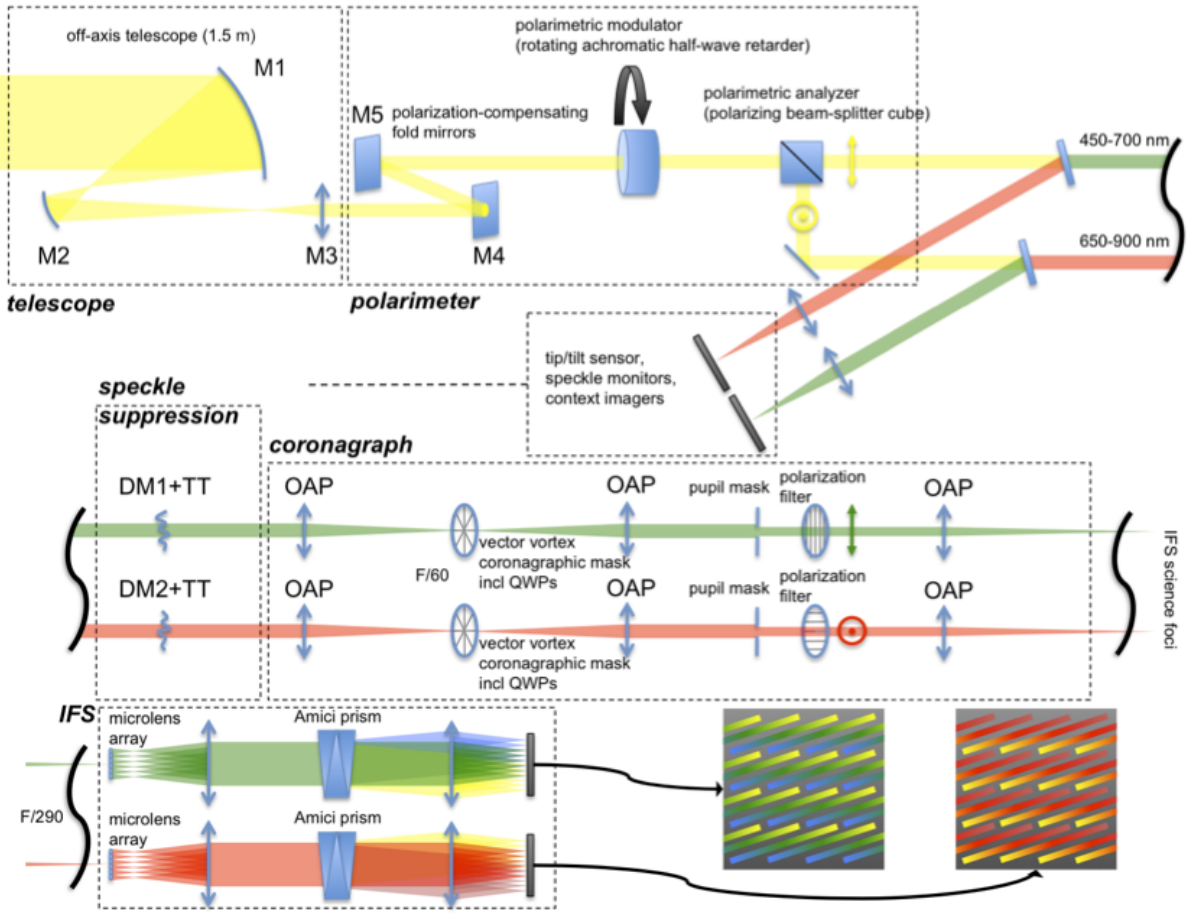

FIGURE II.1.8 – *Concept instrumental de SPICES. Il combine un télescope hors-axe de très bonne qualité optique, un polarimètre, un système d'analyse et de correction de front d'onde de très haute précision, un coronographe de phase de type vortex vectoriel et un spectromètre intégral de champ. Figure extraite de Boccaletti et al. (2012).*

échantillonné par une matrice de microlentilles, dont les faisceaux sont ensuite dispersés par un prisme et focalisés sur le détecteur.

II.1.3.1 Coronographie

La coronographie est un outil indispensable pour l'imagerie directe car elle permet de réduire le bruit de photon de l'étoile et ainsi de détecter des objets faibles (naines brunes, planètes, disque) dans l'environnement proche d'une étoile (typiquement quelques fractions de seconde d'arc). Comme je l'ai expliqué au paragraphe I.2.2.1.1, il existe plusieurs familles de coronographe (d'amplitude, de phase, apodisé, etc), et chacune comporte un grand nombre de concepts (en plan focal, en plan pupille). Le coronographe de SPICES est un vortex vectoriel d'ordre 4 (Mawet et al. 2005, 2009) et combine un IWA (section I.2.4.2.2) petit de $\sim$2 λ/D et une transmission élevée (>90%) grâce à un diaphragme de Lyot de taille proche de celle de la pupille d'entrée de l'instrument. Il s'agit d'une généralisation du coronographe de phase à quatre quadrants (Rouan et al. 2000). Au lieu d'appliquer un décalage de phase de π dans des quadrants alignés selon une

diagonale, un coronographe vortex applique une rampe de phase dépendant de l'angle d'azimuth au front d'onde pour annuler la lumière de l'étoile. Ses performances ne sont plus limitées par des zones mortes (les transitions des quadrants), et l'utilisation d'un ordre plus grand permet de réduire sa sensibilité aux aberrations de basse fréquence (basculement en particulier) et à la taille angulaire de l'étoile. De plus, des solutions théoriques existent pour le rendre achromatique sur des bandes spectrales larges ($\Delta\lambda/\lambda \lesssim 50\%$, Mawet et al. 2010a). En effet, la variation de phase induite par le coronographe vortex étant purement géométrique, elle est achromatique par nature. Mais cette propriété est partiellement perdue lors de la fabrication, ce qui génère un résidu chromatique uniforme dans le plan du diaphgrame de Lyot. Une solution pour enlever ce résidu est l'ajout de filtres polarimétriques en aval du diaphragme de Lyot (Mawet et al. 2011). Il s'agit justement de la méthode employée dans le concept instrumental de SPICES (figure II.1.8). Serabyn et al. (2010) ont utilisé ce type de coronographe pour ré-imager le système planétaire de HR 8799, découvert par Marois et al. (2008b). À ce jour, ce coronographe est testé sur le *High-Contrast Imaging Testbed* et atteint un contraste moyen de $2{,}6 \times 10^{-8}$ entre 2,5 et 7 λ/D rms pour une bande spectrale de largeur 10% ou R = 10 (Mawet et al. 2011).

II.1.3.2 Contrôle de front d'onde

Cependant, la performance d'un coronographe dépend fondamentalement de la qualité optique du front d'onde incident. Il est donc nécessaire d'utiliser un système de contrôle de front d'onde pour la correction des aberrations introduites par les surfaces optiques (imperfections et/ou désalignements du miroir primaire et des optiques de relais). Le MD a un nombre d'actuateurs de 64×64 pour avoir un champ corrigé de $6''$ (voie bleue) / $8''$ (voie rouge) pour l'observation des disques circumstellaires. La formule suivante, tirée de Traub & Oppenheimer (2010), permet d'avoir un ordre de grandeur de la précision du contrôle du front d'onde σ pour atteindre un contraste par rapport à l'étoile C donné :

$$\sigma = \frac{N_{\mathrm{act}} \lambda \sqrt{C}}{4\sqrt{\pi}} \tag{II.1.2}$$

où N_{act} est le nombre linéaire d'actuateurs contenus dans la pupille. Ainsi, les contraintes en contraste de SPICES (10^{-9}–10^{-10}) requièrent un contrôle des différences de marche optique du front d'onde à quelques dizaines de picomètres (10^{-11} m).

Deux algorithmes de contrôle de front d'onde sont envisagés, le premier comme base et le second comme option : l'*Electrical Field Conjugation* (Give'on et al. 2007) et la *Self-Coherent Camera* (SCC, Galicher et al. 2008, 2010). Tous deux ont pour but de déterminer les aberrations du front d'onde à partir des images de science, éliminant de fait les aberrations différentielles dues à l'utilisation de deux voies, l'une pour l'enregistrement des images de science et l'autre pour la mesure des aberrations. Cependant, elles diffèrent sur la méthode de mesure des aberrations : la première utilise une modulation temporelle alors que la seconde repose sur une modulation spatiale. L'algorithme *Electrical Field Conjugation* impose des formes particulières au MD pour introduire de la diversité dans le champ des *speckles* et peut être utilisé sur des bandes spectrales larges. Cette méthode se déroule sur trois temps : enregistrement de l'image que l'on veut corriger, enregistrement de cette même image avec la modulation introduite par le MD et enfin estimation et correction des aberrations. La SCC fait interférer la lumière de l'étoile avec elle-même sur le détecteur selon un schéma de Fizeau et est donc intrinsèquement chromatique. Cet effet est réduit par l'utilisation d'un IFS car chaque canal spectral est alors traité individuellement. La SCC est moins mature expérimentalement que l'algorithme *Electrical Field Conjugation* (qui est utilisé sur le *High-Contrast Imaging Testbed*), mais elle permet d'estimer

les aberrations du front d'onde à partir d'une seule image et offre un moyen supplémentaire d'étalonner les *speckles* résultant des aberrations non corrigées par le MD (Baudoz et al. 2006; Galicher et al. 2010). La SCC est testée sur le banc Très Haute Dynamique au LESIA. Les performances actuelles en mode contrôle de front d'onde seul sont des contrastes de $1{,}2 \times 10^{-7}$ rms entre 6 et 10 λ/D pour une bande spectrale de largeur 6% ou R = 16 (Baudoz et al. 2012). J'utilise cette technique dans les simulations numériques que je présente dans la partie III.

Malgré tout, l'utilisation d'un système de contrôle de front d'onde ne relaxe pas complètement les contraintes de polissage sur les optiques, car la qualité de la correction est d'autant meilleure que les aberrations à corriger sont faibles (Galicher et al. 2010). Ainsi, pour atteindre les spécifications de SPICES, le budget d'erreur de différences de marche optique ne devra pas dépasser quelques dizaines de nanomètres (∼20 nm rms). Le miroir primaire de SPICES pourra bénéficier de l'héritage de *Gaia*, dont les miroirs primaires (rectangulaires et de longueur 1,50 m) ont été polis à 7–8 nm rms [25].

II.1.3.3 Spectromètre intégral de champ

Historiquement, les IFS ont été développés pour l'étude spectroscopique des galaxies (Bacon et al. 1995). Ces dispositifs dispersent le flux mesuré en plusieurs points d'un objet et un algorithme construit alors un cube d'images (x, y, λ) de l'objet à partir des mesures des spectres. Leur application pour l'analyse du spectre des exoplanètes a été suggérée par Sparks & Ford (2002). Ces derniers ont proposé d'utiliser les propriétés de dispersion des *speckles* pour les discriminer de compagnons (voir paragraphe I.2.2.2.1). Cependant, les contraintes imposées par l'imagerie des exoplanètes ont conduit Antichi et al. (2009) à élaborer un concept optimisé pour cet objectif scientifique dans le cadre du développement de l'instrument SPHERE. La contrainte majeure est que les spectres associés à des portions adjacentes du champ de vue ne se recouvrent pas. En effet, cela entraînerait des erreurs dans la reconstruction des images de différentes longueurs d'onde à partir des spectres et par conséquent des écarts par rapport à la dépendance attendue de la dispersion des *speckles*. Le concept de l'IFS de SPHERE est basé sur un réseau de microlentilles échantillonnant une portion du champ de vue, dont les faisceaux sont dispersés sur un détecteur comportant un grand nombre de pixels (de l'ordre de $4\,000 \times 4\,000$ pixels). Cependant, les spécifications de fabrication de l'IFS de SPICES sont différentes, car il n'est pas utilisé pour étalonner a posteriori les *speckles* par la technique de la déconvolution spectrale. La seule contrainte pour l'IFS de SPICES est que les spectres associés à des portions adjacentes du champ de vue ne se recouvrent pas. Le concept BIGRE répond parfaitement à cette spécification.

II.1.3.4 Mesure de la polarisation

L'analyse de la polarisation est pleinement intégrée au concept instrumental vu que les éléments optiques modifient la polarisation de la lumière. Le modulateur oriente la direction de polarisation que l'on souhaite étudier avec celle de l'analyseur, qui la sépare en deux composantes orthogonales. Le degré de polarisation P dépend des paramètres de Stokes Q et U décrivant le flux polarisé linéairement selon la formule :

$$P(\lambda) = -\frac{\sqrt{Q^2(\lambda) + U^2(\lambda)}}{I(\lambda)} \tag{II.1.3}$$

où I représente le flux total. Le signe "−" tient compte de la direction de P. Cette direction est définie par rapport à un plan de référence, généralement le plan joignant les centres de la planète

25. `http://sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=47688`.

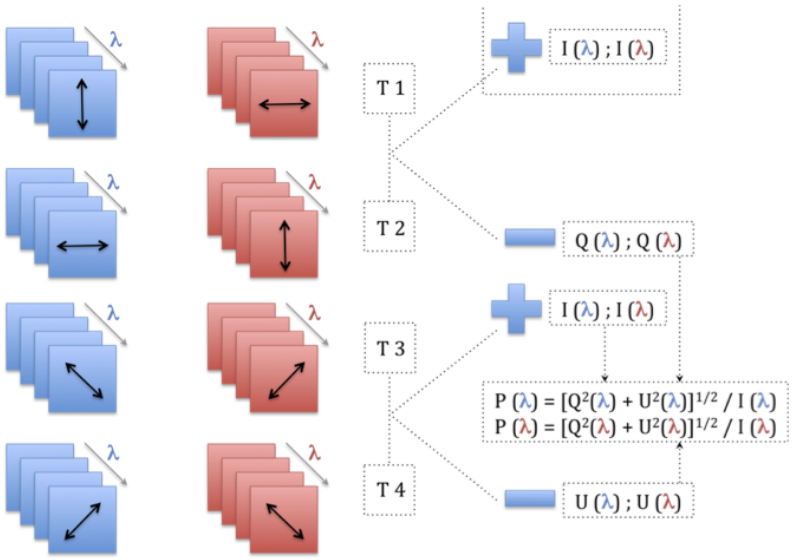

FIGURE II.1.9 – *Schéma de la procédure de mesure de la polarisation avec SPICES. Elle se déroule en quatre temps : pendant les deux premiers, les composantes verticale et horizontale du flux polarisé sont mesurées dans les voies rouge et bleu puis, pendant les deux suivants, les composantes à ±45° de la direction horizontale du flux polarisé sont enregistrées.*

et de l'étoile à l'observateur. Par définition, $P > 0$ (resp. < 0) quand il est perpendiculaire (resp. parallèle) au plan de référence. Les paramètres I, Q et U sont calculés à l'aide des formules (Snik & Keller 2011) :

$$I(\lambda) = I'_{0°}(\lambda) + I'_{90°}(\lambda) \quad \text{(II.1.4)}$$
$$Q(\lambda) = I'_{0°}(\lambda) - I'_{90°}(\lambda) \quad \text{(II.1.5)}$$
$$I(\lambda) = I'_{45°}(\lambda) + I'_{-45°}(\lambda) \quad \text{(II.1.6)}$$
$$U(\lambda) = I'_{45°}(\lambda) - I'_{-45°}(\lambda) \quad \text{(II.1.7)}$$

où $I'_{\theta°}$ représente le flux mesuré à travers l'analyseur orienté selon l'angle θ. Comme expliqué plus haut, le train optique de SPICES est séparé en direction de polarisation et en longueur d'onde. L'enregistrement de toute l'information spectrométrique et polarimétrique requièrt une procédure en quatre étapes, qui est montrée à la figure II.1.9. Les deux premiers temps permettent de mesurer les paramètres de Stokes I et Q. D'abord, on mesure simultanément la composante bleue du flux polarisé verticalement et la composante rouge du flux polarisé horizontalement. Puis, on permute les directions de polarisation pour enregistrer la composante bleue du flux polarisé horizontalement et la composante rouge du flux polarisé verticalement. On obtient I et Q par addition et soustraction respectivement de l'intensité enregistrée dans chaque voie spectrale (équations (II.1.4) et (II.1.5)). Les deux derniers temps servent à mesurer les paramètres de Stokes I et U en faisant permuter les polarisations à ±45° de l'horizontale entre les deux voies spectrales, puis en additionnant et en soustrayant les intensités (équations (II.1.6) et (II.1.7)).

En conclusion de ce chapitre, la mission SPICES a pour objectif de répondre à des besoins astrophysiques non couverts par un autre instrument actuel ou futur (planètes froides, disques circumstellaires faibles). Contrairement aux autres projets de petit coronographe spatial (ACCESS, PECO), SPICES met l'accent sur la caractérisation à une résolution spectrale

plus importante ($R = 40$ contre $R \sim 15$) de planètes déjà détectées, alors que les premiers prévoient un programme de recherche préalable au programme de caractérisation. La pertinence du programme scientifique de SPICES a été reconnue par le groupe d'experts de l'ESA lors de l'évaluation de la mission. Cependant, le concept instrumental a été jugé trop coûteux à développer et à valider pour le spatial, pour le budget alloué à une mission de classe moyenne (450 M€). Ma place dans ce projet était de valider à partir de simulations numériques le concept instrumental proposé par rapport aux objectifs scientifiques fixés. Cette problématique a été mise de côté dans les autres projets, car ceux-ci se focalisent sur les techniques pour obtenir des contrastes de 10^{-9}–10^{-10}. Le chapitre suivant présente le code de simulation que j'ai utilisé pendant mon travail de thèse.

Chapitre II.2

Le code de simulation MEHICI

Le code MEHICI (MEudon HIgh Contrast Imaging) a été développé en langage *Interactive Data Language*[26] (IDL) par Raphaël Galicher[27] en parallèle de la première moitié de ma thèse. Le but de ma thèse n'était pas de développer un modèle numérique instrumental de SPICES mais de définir les paramètres fondamentaux de l'instrument et d'en évaluer les performances scientifiques à partir de ce code. Pendant la première partie de ma thèse, j'ai contribué à améliorer le code MEHICI en incluant différents spectres modèles réalistes d'exoplanètes, les lumières zodiacale et exozodiacale, et la mesure des spectres depuis les images simulées et leur analyse. En parallèle, je l'ai utilisé pour définir les spécifications hauts niveaux de l'instrument SPICES pendant la phase de préparation de la proposition *Cosmic Vision* de 2010. Dans ce chapitre, je décris le fonctionnement global du code MEHICI (section II.2.1) et les différents modèles de spectres planétaires utilisables (section II.2.2).

II.2.1 Architecture du code MEHICI

Celui-ci fonctionne en trois étapes :

1. Génération des images de l'étoile et des planètes (paragraphe II.2.1.1) ;
2. Normalisation des flux par des spectres de corps noirs pour l'étoile et des spectres réalistes pour les planètes et introduction des bruits de détection (paragraphe II.2.1.2) ;
3. Étalonnage des *speckles* résiduels, calcul des profils radiaux des images et mesure du spectre des planètes (paragraphe II.2.1.3).

Par la suite, j'explique le déroulement de chacune de ces trois étapes.

II.2.1.1 Génération des images de l'étoile et des planètes

Le code génère les aberrations de phase et/ou d'amplitude dans la pupille d'entrée (le miroir primaire de SPICES). Les paramètres sont le niveau des aberrations (en nm rms pour les différences de marche optique produisant les retards de phase et en pourcentage pour celles d'amplitude) et l'exposant de la loi de densité spectrale de puissance (DSP). Des aberrations supplémentaires non corrigées par le miroir déformable (en phase et/ou en amplitude) peuvent être ajoutées pour simuler une correction non parfaite de ce dernier (voir plus bas) ou les aberrations différentielles entre les deux voies d'un système d'imagerie. L'amplitude des aberrations de

26. `http://www.exelisvis.com`.
27. Le code est téléchargeable à l'adresse : `http://luth2.obspm.fr/~luthier/galicher/`.

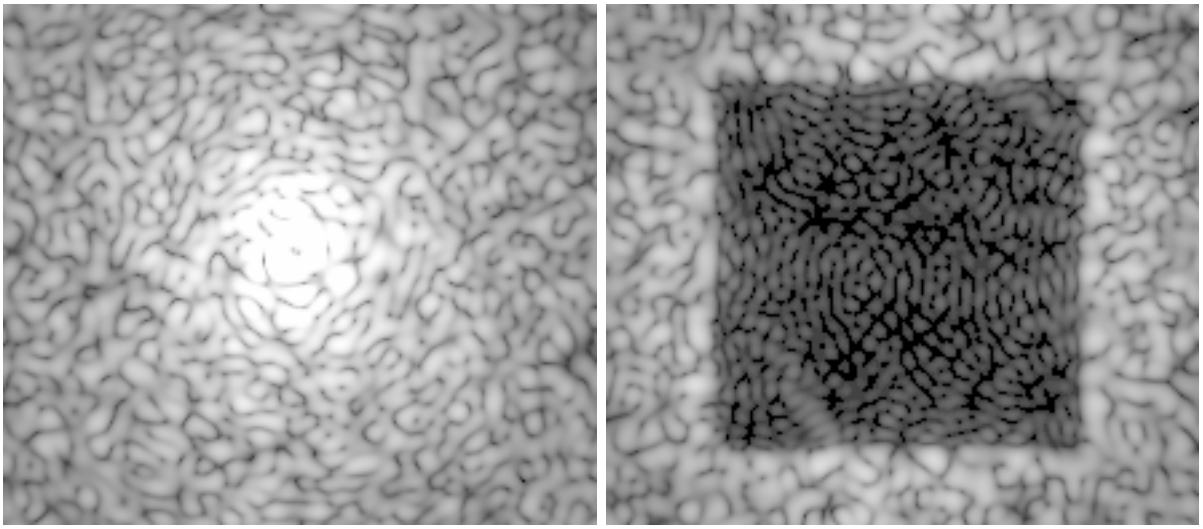

FIGURE II.2.1 – *Images d'un champ de speckles non corrigé (**gauche**) et corrigé (**droite**) par un MD de 32 × 32 actuateurs. Pour ces images, j'ai supposé des aberrations de phase uniquement correspondant à des différences de marche optique de 20 nm rms (DSP en f^{-3}, f étant la fréquence spatiale des défauts). Ceci explique que les speckles soient corrigés sur tout le champ accessible au MD (32 λ/D × 32 λ/D, avec $\lambda = 0{,}675$ μm et $D = 1{,}5$ m soit $3'' \times 3''$). Noter que la zone corrigée n'est pas complètement "vide" de speckles à cause de l'énergie diffractée par les speckles en dehors de la zone corrigée (fréquences spatiales supérieures à la fréquence de coupure du MD). L'échelle est identique et logarithmique.*

phase dépendant de la longueur d'onde, les paramètres de la bande spectrale sont aussi définis dans cette fonction (longueurs d'onde minimale et maximale, et résolution spectrale).

Si spécifié, le code simule la correction des aberrations par un MD. On peut modifier le nombre d'actuateurs du MD. Les aberrations sont supposées être mesurées parfaitement, mais on peut ajouter des aberrations supplémentaires pour simuler une estimation imparfaite. Les distorsions du front d'onde mesurées sont ensuite projetées sur le MD avec l'algorithme de minimisation d'énergie en plan pupille proposé par Bordé & Traub (2006). Les fonctions d'influence du MD sont modélisées en adaptant la formule de Huang et al. (2008) pour représenter les paramètres d'un MD réaliste. Toutes les aberrations de fréquence spatiale inférieure à la fréquence de coupure du MD ($(N_{\rm act}/2) \times (\lambda/D)$, $N_{\rm act}$ étant le nombre linéaire d'actuateurs) sont ainsi corrigées dans une zone autour du centre de l'image dans le cas d'aberrations de phase uniquement (image de droite de la figure II.2.1, ici $N_{\rm act} = 32$). En présence d'aberrations d'amplitude, seule la moitié du champ est corrigée. En examinant l'image de droite de la figure II.2.1, on note que la zone corrigée n'est pas "vide" de *speckles*. Ceci est dû au fait que les aberrations de fréquence spatiale supérieure à la fréquence de coupure du MD y diffractent une partie de leur énergie. Cet effet est d'autant plus important que l'exposant de la loi de DSP est élevé (Galicher 2009).

Le code propage la lumière à travers le coronographe par la méthode de la transformée de Fourier matricielle directe de Soummer et al. (2007). Utiliser la transformée de Fourier pour propager la lumière revient à supposer que toutes les aberrations se situent dans des plans pupilles. Ceci implique que l'amplitude et la phase du front d'onde évoluent de manière découplée. Une des améliorations à apporter au code est l'inclusion d'un modèle plus réaliste de propagation de Fresnel avec des aberrations hors plan pupille avec la librairie PROPER (Krist 2007). PROPER simule le couplage entre l'amplitude et la phase du front d'onde, mais dans le code MEHICI,

il est utilisé pour propager un défaut de phase d'un plan hors plan pupille jusqu'au miroir primaire. En utilisant le formalisme de Talbot (Talbot 1836), Marois et al. (2006a) ont montré qu'un tel défaut de phase va produire un défaut d'amplitude dans le plan du miroir primaire, qui va induire une décorrélation partielle du champ de *speckles* avec la longueur d'onde. En effet, la longueur de Talbot T_L (Rayleigh 1881), définie comme la distance au bout de laquelle le front d'onde déformé retourne exactement dans le même état, est chromatique :

$$T_L = \frac{2\Lambda^2}{\lambda} \tag{II.2.1}$$

où Λ est la période spatiale du défaut de phase. Ceci n'aura pas d'effet sur une estimation réaliste des aberrations par la SCC, car cette dernière traite chaque canal spectral séparément (Galicher et al. 2010). On aura donc des mesures de la phase et l'amplitude des aberrations du front d'onde à toutes les longueurs d'onde. Cependant, il n'existe pas actuellement de méthode générale pour utiliser cet ensemble de mesures pour leur correction avec un MD (Shaklan & Green 2006). Seules les mesures dans un canal spectral seront utilisées pour la correction des aberrations. En conséquence, la correction sera optimale dans ce canal et se dégradera pour les autres canaux.

Le code permet le choix entre plusieurs coronographes : le coronographe de Lyot (Lyot 1932), le coronographe parfait (Cavarroc et al. 2006), le coronographe de phase à quatre quadrants (Rouan et al. 2000, et panneau du haut de la figure II.2.2) et le coronographe vortex vectoriel (Mawet et al. 2005, 2009, et panneau du bas de la figure II.2.2). On peut régler les paramètres suivants :

- coronographe de Lyot : tailles du masque en plan focal et du diaphragme de Lyot ;
- coronographe de phase à quatre quadrants : chromaticité ou non des décalages de phase et taille du diaphragme de Lyot. Les transitions entre les quadrants sont supposées infiniment fines ;
- coronographe vortex vectoriel : charge topologique et taille du diaphragme de Lyot ;

En lumière polychromatique, les images post-coronographiques sont simulées en sommant les intensités des images calculées à plusieurs longueurs d'onde réparties sur la largeur du canal spectral. Je montre des exemples d'images coronographiques pour les coronographes de phase à quatre quadrants et vortex de charge topologique 4 à la figure II.2.3.

La propagation de la lumière à travers le spectro-polarimètre intégral de champ et la reconstruction du cube d'images (x, y, λ) à partir des spectres enregistrés par le détecteur ne sont pas simulées. Le processus de reconstruction des cubes d'images n'étant pas parfait, il crée du bruit numérique dans les données. Ce bruit numérique n'est pas pris en compte dans le code. Cependant, la carte des variations de la réponse du détecteur est différente selon la longueur d'onde pour tenir compte du fait que le spectre d'une portion du champ de vue est dispersé sur des pixels différents.

Si spécifié, le code simule les images de la référence de la SCC et du champ de *speckles* coronographique frangé (figure II.2.4). Les paramètres réglables sont la position angulaire de la voie de référence, le rapport des rayons du diaphragme de Lyot et de la voie de référence (noté γ, Galicher et al. 2010) et la valeur de la densité neutre atténuant l'intensité passant par la voie de référence. La voie de référence est généralement placée sur une direction diagonale pour avoir un échantillonnage spatial optimal. En effet, la SCC requiert un échantillonnage selon Shannon d'au moins 2 pixels par interfrange (intervalle entre deux maxima d'intensité des franges). Or, Galicher (2009) a montré que l'interfrange λ/ξ_0 doit respecter la condition suivante pour pouvoir séparer et extraire les informations sur les résidus stellaires et un (des)

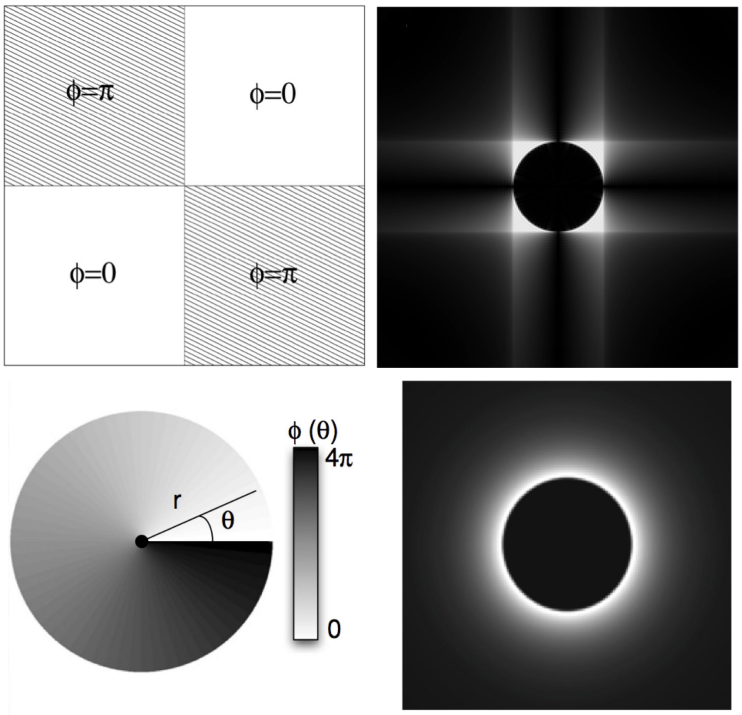

FIGURE II.2.2 – *Principe des coronographes à quatre quadrants (**haut**) et vortex (**bas**). La colonne de gauche montre les décalages de phase appliqués au front d'onde incident. Tandis que le coronographe à quatre quadrants introduit un déphasage de π dans une des directions diagonales, le coronographe vortex modifie de façon continue la phase du front d'onde incident. La colonne de droite sont les images de la pupille ré-imagée dans le plan du diaphragme de Lyot. Dans le cas idéal où le front d'onde incident est plan, les deux coronographes rejettent toute la lumière de l'étoile en dehors de la pupille ré-imagée. Noter les différences dans les distributions d'intensité de la lumière réjectée. Figure de droite extraite de Mawet et al. (2010b).*

compagnon(s) (paragraphe II.2.1.3) :

$$\xi_0 = D \times \left(1{,}5 + \frac{1}{2\gamma}\right) \tag{II.2.2}$$

où ξ_0 désigne l'écartement entre les voies de science et de référence. Cette condition implique un échantillonnage d'un facteur de 1,5 à 2 fois plus fin que celui d'une image classique (2 pixels par élément de résolution λ/D). Cette difficulté est résolue en plaçant la voie de référence à 45° de la grille des pixels (gain en échantillonnage de $\sqrt{2}$). Dans le code MEHICI, le nombre de pixels par élément de résolution est fixé à 3 à la longueur d'onde minimale. La valeur du paramètre γ est un compromis entre un bon contraste des franges (voie de référence grande ou γ petit) et un éclairement de l'image coronographique le plus large possible (voie de référence petite ou γ grand, voir Galicher 2009, chap. IV.1 pour plus de détails). La valeur de la densité neutre placée sur la voie de référence dépend du coronographe utilisé via la distribution d'intensité diffractée par le masque coronographique dans le plan du diaphragme de Lyot. Sa valeur est un compromis entre un bon contraste des franges et un bon contraste dans la zone de correction du MD.

Pour les planètes, on peut définir leur séparation angulaire à l'étoile en λ/D et leur orientation par rapport à la direction horizontale.

Cette étape produit des cubes d'images (x, y, λ) de l'étoile et de la (des) planète(s).

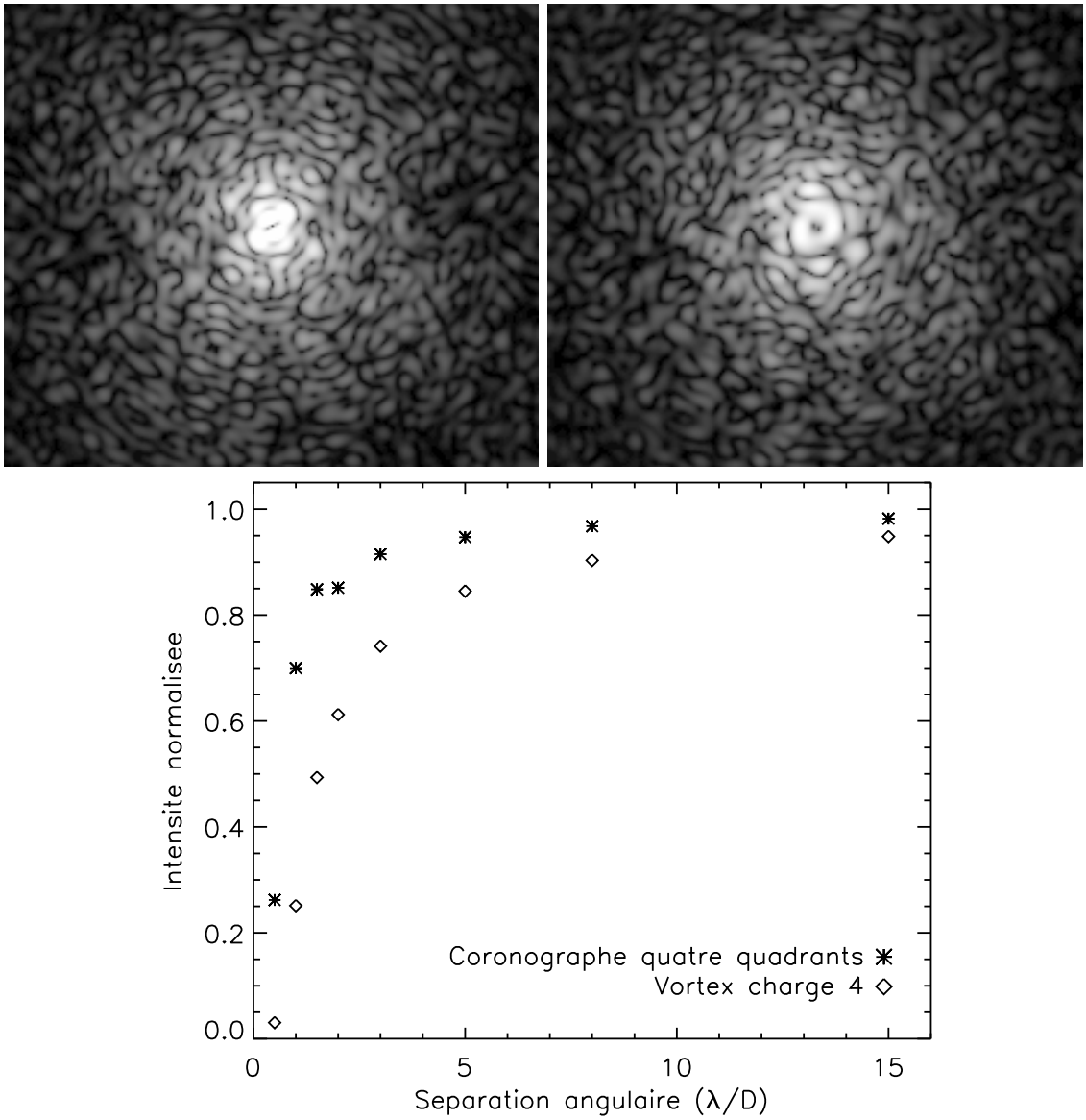

FIGURE II.2.3 – ***Haut*** *: Images d'un champ de speckles créé par un coronographe de phase à quadrants (**gauche**) et un coronographe vortex de charge topologique 4 (**droite**). Les deux coronographes sont achromatiques. Je suppose les mêmes différences de marche optique de 20 nm rms (DSP en f^{-3}) pour le front d'onde incident. L'échelle est identique et logarithmique. Noter la symétrie centrale du champ de speckles produit par le coronographe de phase à quadrants. Boccaletti et al. (2002) ont montré que pour des aberrations de phase petites et pas d'aberrations d'amplitude ($e^{i\phi} \simeq i\phi$), le champ de speckles en aval d'un coronographe est la transformée de Fourier d'une fonction réelle et est donc centrosymétrique. Ce n'est pas le cas pour le coronographe vortex (figure de droite) car des aberrations d'amplitude sont introduites intentionnellement dans le modèle du coronographe pour le rendre plus réaliste.* ***Bas*** *: Mesures de transmission hors-axe des coronographes (0 signifiant atténuation totale et 1 aucune atténuation). Le vortex de charge 4 atténue plus que le coronographe à quatre quadrants (0,61 contre 0,85 à 2 λ/D), mais il est moins sensible aux aberrations de bas ordre (basculement) et à la taille angulaire de l'étoile (Mawet et al. 2010a). J'utilise ces mesures pour corriger les profils radiaux du niveau de détection obtenus avec les coronographes discutés aux chapitres III.1 et III.2.*

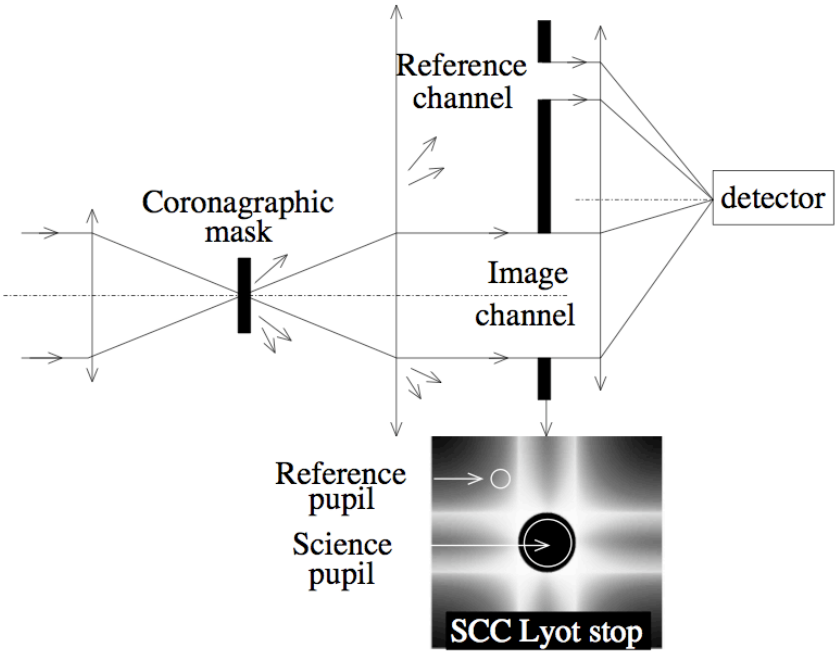

FIGURE II.2.4 – *Principe de la self-coherent camera associée à un coronographe de type Lyot (ici un coronographe à quatre quadrants). Cette technique consiste à faire interférer la lumière de l'étoile avec elle-même afin de moduler spatialement les speckles et de les distinguer d'éventuels compagnons. La lumière de l'étoile est diffractée par le masque en plan focal. La lumière d'un compagnon stellaire n'est pas affectée par le masque. Dans le plan du diaphragme de Lyot, la voie image contient du flux de l'étoile et du compagnon alors que la voie de référence (petit trou à l'extérieur du diaphragme) ne contient que du flux de l'étoile. Les faisceaux des deux voies interfèrent sur la matrice de pixels du détecteur. Figure extraite de Galicher et al. (2010).*

II.2.1.2 Normalisation des flux et introduction des bruits de détection

Le code normalise les images de l'étoile par un modèle de corps noir selon le type spectral.

Il normalise les images des planètes par des spectres réalistes d'atmosphères et les additionne à l'image de l'étoile. Le code donne le choix entre les modèles de F. Allard (Allard et al. 2001), d'A. Burrows (Burrows et al. 2004), de D. Stam (Stam et al. 2004; Stam 2008) et de K. Cahoy (Cahoy et al. 2010). J'ai implémenté ces modèles d'atmosphères dans MEHICI, mais je n'utilise que les deux derniers dans les simulations des performances scientifiques. Les raisons sont les suivantes : les modèles de D. Stam sont les seuls à inclure des spectres en flux total et en flux polarisé pour des Jupiters (Stam et al. 2004) et des Terres (Stam 2008) et les modèles de Cahoy et al. (2010) couvrent un plus grand espace des paramètres planétaires (masse, séparation, métallicité) que ceux de Burrows et al. (2004). Les modèles d'Allard et al. (2001) ne prennent en compte que le flux thermique donc ne sont pertinents que pour les planètes jeunes et chaudes. Je n'ai pas eu le temps d'étudier les objectifs scientifiques associés à ces objets dans ce manuscrit, mais je le ferai dans une étude future. Je décris les principales caractéristiques de tous les modèles d'atmosphères planétaires dans la section suivante.

Si spécifié, il simule une carte de la lumière zodiacale en utilisant les valeurs mesurées avec le télescope spatial *Hubble* par Giavalisco et al. (2002) et la convolue avec la FEP de l'instrument en tenant compte de la transmission du coronographe (si simulé) avant de l'additionner à l'image

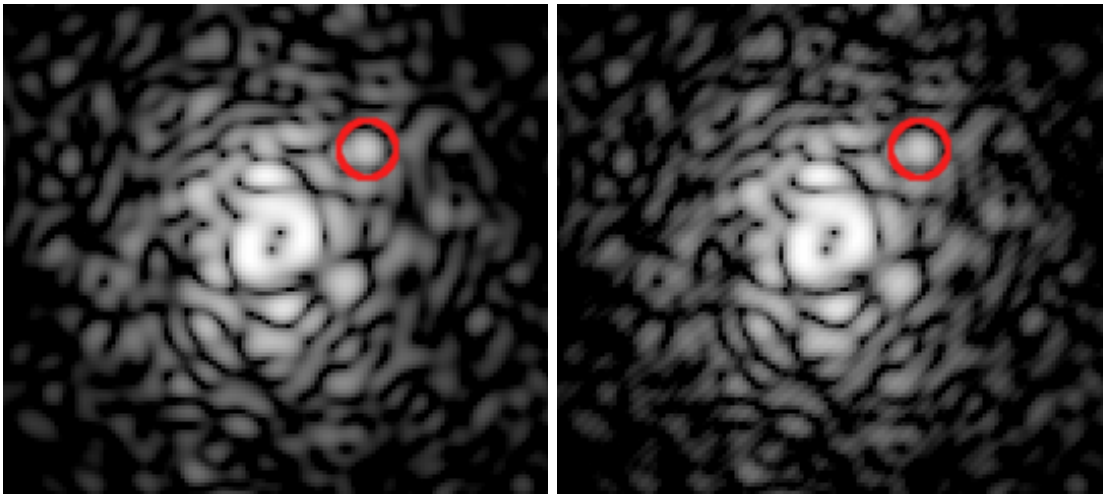

FIGURE II.2.5 – *Images d'un champ de speckles et d'une planète de contraste 10^{-4} à 7 λ/D (cercle rouge, $\lambda = 0{,}675$ μm, $R = 50$), sans (**gauche**) et avec (**droite**) la modulation spatiale des speckles de la SCC. La planète n'est pas affectée par la modulation.*

de l'étoile et des planètes.

Si spécifié, il simule une image d'un nuage exozodiacal autour de l'étoile à l'aide de la librairie Zodipic (Kuchner 2004). Cette dernière suppose un modèle basé sur les observations du nuage zodiacal de notre système solaire par le satellite COBE. On peut choisir le type spectral, la température et le rayon de l'étoile, l'intensité diffusée par le nuage en zodis (1 zodi étant l'intensité du nuage autour de notre système solaire), les rayons interne et externe du nuage en UA, son inclinaison par rapport à la ligne de visée (0° correspondant à un nuage vu de face et 90° correspondant à un nuage vu de profil) et son orientation par rapport à la direction horizontale. Pendant ma thèse, je me suis intéressée aux propriétés des planètes mesurables par SPICES en faisant l'hypothèse que le nuage exozodiacal ne montre pas de structures internes (cavités, sillons, etc). Une direction de recherche future est l'étude des objectifs scientifiques des disques circumstellaires. Zodipic permet de modifier les propriétés de la poussière, telles que les lois de distribution radiale et de taille des grains, et de simuler des structures, telles que des sillons creusés par des planètes et des ceintures d'astéroïdes. L'image du nuage exozodiacal est multipliée par la transmission du coronographe (si simulé) et convoluée avec la FEP avant d'être additionnée à l'image de l'étoile et des planètes.

Le code ajoute finalement les effets des bruits de détection : bruit de photon, bruit de lecture du détecteur et la variation de la réponse des pixels du détecteur. Le bruit de lecture est modélisé comme un bruit gaussien dont on peut fixer le nombre d'électrons rms par pixel. On peut choisir le temps de pose individuel maximal des images. La variation de la réponse des pixels du détecteur est également simulée à l'aide d'une loi gaussienne de moyenne 1 dont on peut régler l'écart-type (en pourcentage). La carte de réponse n'est pas la même selon la longueur d'onde pour simuler l'utilisation d'un IFS (spectre d'une portion du champ de vue dispersé sur des pixels différents du détecteur). On peut modifier la capacité en électrons et le rendement quantique du détecteur.

II.2.1.3 Étalonnage des *speckles* et mesure du spectre des planètes

On a le choix entre deux méthodes d'étalonnage des *speckles* : la SCC (Baudoz et al. 2006; Galicher et al. 2008, 2010) et la déconvolution spectrale (Sparks & Ford 2002).

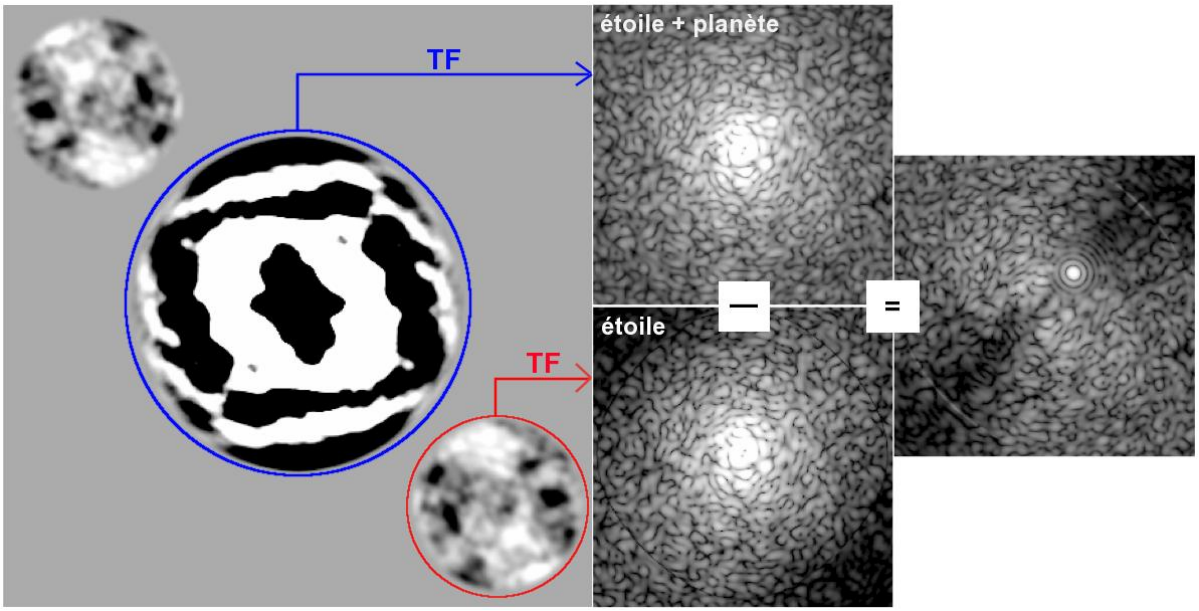

FIGURE II.2.6 – *Principe de l'étalonnage des speckles par la SCC.* ***Gauche*** *: En appliquant une transformée de Fourier à l'image SCC enregistrée par le détecteur (image de droite de la figure II.2.5), on obtient l'autocorrélation de la pupille (je n'en montre ici que la partie réelle). Le pic central contient de l'information sur l'étoile et de la planète (figure II.2.5, cercle rouge), alors que les pics latéraux contiennent de l'information sur l'étoile uniquement (voir note 28). L'écartement entre les pics de corrélation est imposé par l'équation (II.2.2). L'échelle est en racine carrée.* ***Milieu*** *: Par transformée de Fourier du pic central, on obtient une image estimée de l'étoile et de la planète (haut). Par la même opération sur un des pics latéraux, on obtient une image estimée de l'étoile (bas).* ***Droite*** *: Par soustraction de ces deux images, on atténue les speckles partout dans l'image, en particulier sur une diagonale orientée selon les franges d'interférence. Le signal de la planète se dintingue nettement du bruit de speckles. Noter la présence d'un anneau brillant dans l'image finale. Celui-ci correspond au premier zéro d'intensité de la voie de référence (Galicher 2009). L'échelle des trois images est identique et logarithmique.*

Comme je l'ai expliqué à la section II.1.3.2, la SCC a la particularité d'être à la fois un analyseur de surface d'onde et un dispositif d'étalonnage des *speckles*. Elle utilise la propriété de cohérence de la lumière pour distinguer planètes et *speckles* en modulant spatialement ces derniers (figure II.2.5, gauche). En appliquant une transformée de Fourier à l'image interférentielle enregistrée par le détecteur (image de droite de la figure II.2.5), on obtient l'autocorrélation de la pupille (image de gauche de la figure II.2.6, je n'en montre ici que la partie réelle). Le pic central contient de l'information sur l'étoile et la planète, alors que les pics latéraux contiennent de l'information sur l'étoile uniquement [28]. Par transformée de Fourier du pic central, on obtient une image estimée de l'étoile et de la planète (milieu, haut). Par la même opération sur un des pics latéraux [29], on obtient une image estimée de l'étoile (milieu, bas). Par soustraction de ces deux images, on atténue les *speckles* dans tout le champ mais cet effet est plus visible sur une

28. En réalité, les pics latéraux contiennent aussi de l'information sur la référence. La contribution de celle-ci, bien que faible devant celle des *speckles*, doit être mesurée avant l'observation et soustraite. Dans le code, on néglige les bruits de détection associés à la mesure du flux de la référence et on suppose que ce dernier est parfaitement connu.

29. Ils diffèrent uniquement par le signe de leur partie imaginaire (transformée de Fourier de la fonction *sinus*).

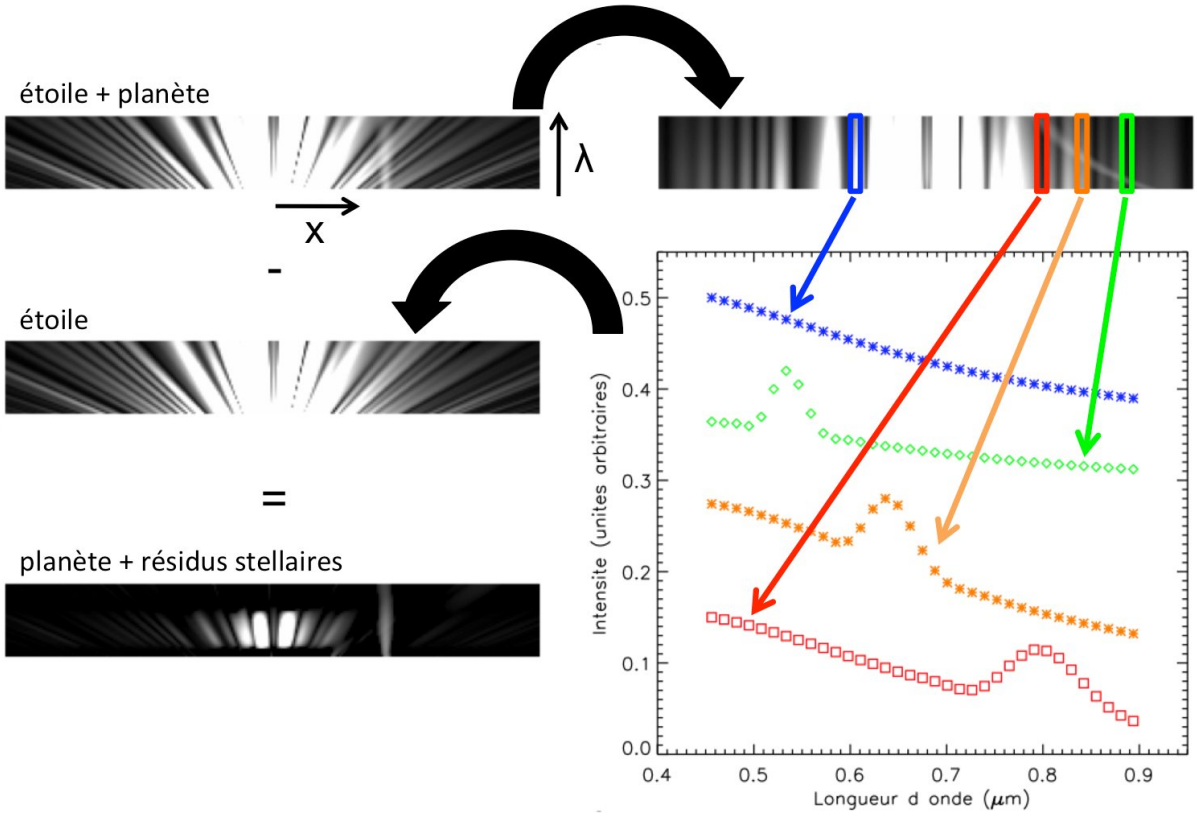

FIGURE II.2.7 – *Principe de la déconvolution spectrale. Coupes de cube d'images (x, y, λ) dans le plan (x, λ) avant (**haut, gauche**) et après (**haut, droite**) la remise à l'échelle spatiale. L'axe horizontal représente la direction des x et l'axe vertical la direction des longueurs d'onde. L'échelle est identique pour toutes les images et est en racine carrée. Je suppose des différences de marche de 20 nm rms. La planète se trouve à 12 λ/D ($\lambda = 0{,}675$ μm) et a un contraste de 10^{-6}. Le graphe de **droite** montre des spectres pour différents pixels du cube d'images remis à l'échelle. Le spectre en étoiles bleues correspond à un pixel non affecté par le flux de la planète, alors que les autres spectres correspondent à des pixels où la signature de la planète perturbe la relation attendue pour les speckles en créant une haute fréquence spatiale dont la position dépend du pixel. À partir de l'ajustement de la relation liant l'intensité d'un pixel avec la longueur d'onde par un polynôme de bas ordre, on obtient un cube de la distribution d'intensité estimée des speckles (**milieu, gauche**). Par soustraction de ce cube d'images estimé au cube d'images de science (gauche, haut), on obtient un cube d'images comprenant le flux de la planète et des résidus non soustraits de l'étoile (**bas, gauche**).*

diagonale orientée selon les franges d'interférence (droite). Le signal de la planète se distingue nettement du bruit de *speckles*.

La déconvolution spectrale utilise des hypothèses sur les propriétés spectrales des *speckles* pour les différencier des planètes. En effet, l'extension spatiale et la distance radiale des premiers sont proportionnelles à la longueur d'onde, alors que seule l'extension spatiale des deuxièmes en dépend. De plus, les intensités des *speckles* et des FEP des planètes sont inversement proportionnelles à la longueur d'onde. En appliquant une mise à l'échelle spatiale selon une loi inversement proportionnelle à λ au cube d'images (x, y, λ), les *speckles* vont se superposer entre eux (figure II.2.7, images en haut), alors que les planètes vont subir un déplacement radial vers le

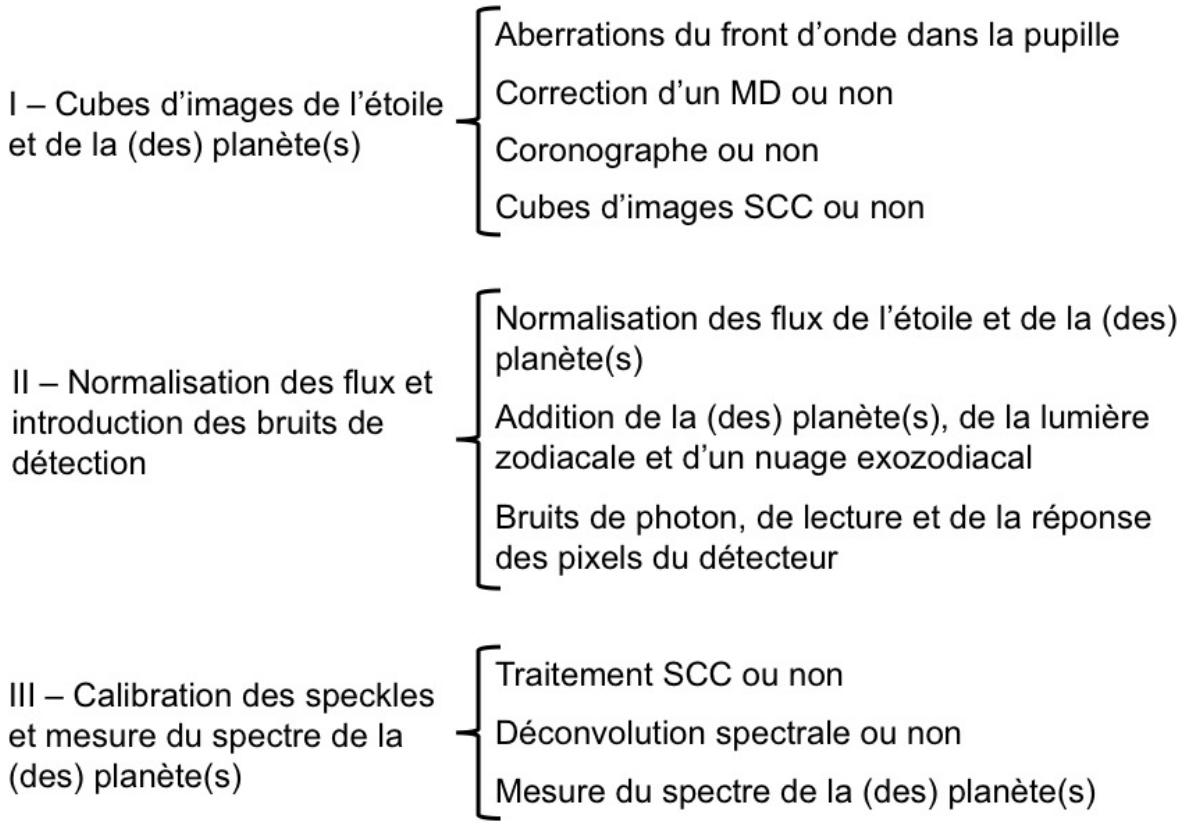

FIGURE II.2.8 – *Schéma récapitulatif des différentes étapes du code MEHICI. Le détail des trois étapes est donné aux paragraphes II.2.1.1, II.2.1.2 et II.2.1.3.*

centre de l'image. Ce mouvement sera d'autant plus important que la bande spectrale couverte par les images sera large ou que la séparation de la planète sera grande. En ajustant ensuite un polynôme de bas ordre aux spectres de chaque pixel, on peut construire une image de référence du champ des *speckles* sans les planètes pour toutes les longueurs d'onde (figure II.2.7, graphique de droite et image du milieu à gauche). Les planètes apparaîtront comme des variations rapides de la fonction $I(\lambda)$ qui ne seront pas prises en compte dans l'ajustement polynomial. En ré-échelonnant spatialement ce cube d'images de référence selon une loi proportionnelle à λ et en le soustrayant au cube d'images de science initial, on obtient un cube d'images avec les planètes et des résidus stellaires (figure II.2.7, en bas à gauche). La présence de ces résidus stellaires est due au fait que l'hypothèse selon laquelle l'intensité des *speckles* est une fonction lentement variable de la longueur d'onde est une approximation (paragraphe III.1.3.2). De même, cette technique est très sensible à une décorrélation partielle du champ de *speckles* avec la longueur d'onde, due à la présence d'aberrations hors plan pupille (Marois et al. 2006a). En effet, ceci va perturber la relation attendue pour $I(\lambda)$ en créant de hautes fréquences spatiales similaires à la signature d'une planète et rendre plus difficile la distinction entre *speckles* et planètes.

Pour le calcul et le tracé des profils radiaux, j'utilise une fonction personnelle qui tient compte de la courbe d'atténuation du coronographe en fonction de la séparation au centre de l'image. Je trace des mesures d'atténuation pour les deux coronographes que je considère dans les simulations de la partie III à la figure II.2.3.

Pour l'extraction des spectres, on peut choisir la position et le diamètre (en unités de λ/D) de la zone de calcul. Cependant pour mon travail de thèse, je me sers d'une fonction personnelle

qui utilise les images des planètes seules (II.2.1.1) pour définir les zones de calcul des flux. Cette fonction permet de mesurer les flux des planètes et de l'étoile (pour le calcul du contraste) sur les mêmes régions de la FEP [30].

II.2.2 Modèles d'atmosphères planétaires

Je décris brièvement ici les différents spectres modèles de planètes utilisables dans le code MEHICI, en commencant par ceux que je considère dans mon étude des performances de SPICES (II.2.2.1 et II.2.2.2). Contrairement aux planètes jeunes, qui sont dominées par leur radiation thermique, la séparation étoile-planète modifie fondamentalement la structure et la composition de l'atmosphère des planètes matures. Par conséquent, on ne peut pas simplement utiliser une loi inversement proportionnelle au carré de la distance étoile-planète pour modéliser des spectres réalistes et ainsi déterminer les performances d'un instrument, comme on pourrait le faire pour l'aspect détection.

II.2.2.1 Modèles de Jupiters et Neptunes de Cahoy et al. (2010)

Cahoy et al. (2010) ont calculé des modèles d'atmosphères de planètes analogues à Jupiter et Neptune et d'âge égal à 4,5 Ga, en équilibre radiatif avec le flux lumineux d'une étoile de type solaire pour un domaine de longueurs d'onde compris entre 0,35 et 1 μm. Ces auteurs ont considéré des orbites circulaires, des séparations de 0,8, 2, 5 et 10 UA, deux facteurs d'enrichissement en métallicité (1 et 3 fois la métallicité solaire pour les Jupiters, et 10 et 30 fois la métallicité solaire pour les Neptunes) et des angles de phase (angle étoile-planète-observateur, paragraphe II.1.2.1) de 0° à 180° par pas de 10°. La gamme de séparation correspond à celle des planètes potentiellement observables par des petits coronographes spatiaux. Cahoy et al. (2010) ont supposé que le flux lumineux est un champ scalaire et ne traitent donc pas les effets de polarisation. J'ai décrit les propriétés de ces modèles d'atmosphères en fonction de la séparation et de la métallicité dans le chapitre précédent (section II.1.2.1.1). Dans toutes les simulations de détection et de caractérisation d'exoplanètes que je détaille dans la partie suivante (partie III), je considère des planètes à la quadrature (angle de phase de 90°).

II.2.2.2 Modèles de Terres de Stam (2008)

Stam (2008) utilise un profil vertical pression-température de la Terre pour calculer les spectres en flux et en polarisation de planètes analogues à la Terre (séparation de 1 UA) en orbite circulaire. Pendant ma thèse, je n'ai pas analysé la polarimétrie, mais je le ferai dans une étude future. Stam (2008) considère une gamme de longueurs d'onde comprise entre 0,3 et 1 μm et des angles de phase de 0° à 180° par pas de 2°. Elle a calculé des modèles d'albédo de surface lambertien (réflexion isotrope) avec une atmosphère sans nuages, et des modèles d'albédo de surface plus réalistes pour plusieurs couvertures nuageuses et types de surface. Les nuages d'eau sont optiquement épais et localisés dans les couches basses de l'atmosphère (altitude 2–4 km). Les planètes modèles sont couvertes soit par de la forêt soit par un océan d'albédo nul surmonté par une interface réfléchissante anisotrope. Le modèle d'albédo de la végétation présente deux

30. La routine du code MEHICI utilise la fonction `shift` d'IDL pour positionner les ouvertures sur les planètes. Or cette dernière ne fait que des décalages de nombre entier de pixels. Il existe des fonctions permettant de faire des décalages subpixels (par exemple la fonction `subpixel_shift` de Laurent Mugnier de l'Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales), mais celles-ci sont basées sur des transformées de Fourier rapides, qui créent des artéfacts dans les images des ouvertures en présence d'erreurs de repliement de spectre.

caractéristiques principales (section II.1.2.1.2 et spectre en trait plein vert de la figure II.1.6, droite) : un maximum local à 0,5–0,6 μm, dû à deux bandes d'absorption de la chlorophylle à 0,45 et 0,67 μm, et le rougissement. L'apparence du rougissement dans les spectres dépend fortement de la couverture et de l'épaisseur optique des nuages ainsi que de la couverture en végétation de la surface. Cependant, il est encore visible dans les spectres de Stam (2008) pour une couverture nuageuse de 50% (voir les spectres en tirets de la figure II.1.6, droite). Pour simuler une planète semblable à la Terre (surface couverte à 70% d'océans et 30% de forêts) avec des couvertures nuageuses variables, cette auteure utilise des moyennes pondérées de modèles homogènes. Dans mon travail de thèse, j'ai considéré des moyennes pondérées différentes pour la surface (100% de forêts, 50% de forêts et 50% d'océans, et 100% d'océans) et la couverture en nuages (0, 50 et 100%).

II.2.2.3 Modèles de Jupiters de Stam et al. (2004)

En supposant un profil vertical pression-température et un rapport de mélange du méthane similaires à ceux de Jupiter, Stam et al. (2004) ont déterminé des spectres modèles en flux et en polarisation pour des planètes à 5 UA en orbite circulaire avec trois structures atmosphériques (voir figure II.1.4) : absence de nuages, couche de nuages troposphérique et couche de nuages troposphérique surmontée d'une couche de brumes stratosphérique. Les couches de nuages et de brumes sont homogènes. On peut aussi choisir l'angle de phase entre 1,7° et 179,4°. La présence de nuages ou de brumes a pour effet d'augmenter le flux réfléchi à grandes longueurs d'onde par rapport à un modèle sans nuages, où l'efficacité de la diffusion par les molécules diminue avec la longueur d'onde. En revanche, le degré de polarisation diminue dans le continuum en présence de nuages mais reste quasiment inchangé dans les bandes d'absorption à cause de la basse altitude de ces derniers. L'ajout d'une couche de brumes stratosphérique réduit la valeur du degré de polarisation dans toutes les parties du spectre à cause de la diffusion multiple et de l'altitude élevée de la couche.

II.2.2.4 Modèles de planètes géantes gazeuses de Burrows et al. (2004)

Burrows et al. (2004) ont calculé des modèles d'atmosphères pour des planètes géantes gazeuses en orbite circulaire autour d'une étoile de type solaire. Ils fixent une métallicité de 1 fois la métallicité solaire et une gamme de longueurs d'onde de 0,5 à 30 μm. Ils déterminent les flux réfléchi et thermique. Les effets des nuages d'eau et d'ammoniac sont pris en compte. On peut choisir la séparation (0,2, 0,5, 1, 2, 4, 6, 8, 10 ou 15 UA) pour une planète de 1 $M_{\rm J}$ et 5 Ga, la masse (0,5, 1, 2, 4, 6 ou 8 $M_{\rm J}$) pour une planète à 4 UA et 5 Ga, et l'âge (0,1, 0,3, 1, 3 ou 5 Ga) pour une planète de 1 $M_{\rm J}$ à 4 UA. Les principales caractéristiques de ces modèles sont que le flux réfléchi dépend surtout de la séparation de la planète à l'étoile et peu de son âge et de sa masse.

II.2.2.5 Modèles AMES-COND d'Allard et al. (2001)

Allard et al. (2001) ont modélisé le flux thermique émis par des planètes dont l'atmosphère est composée de poussières qui ont condensé dans les couches les plus profondes, de sorte qu'elles ne contribuent pas au rayonnement émergent. Ces atmosphères sans nuages représentent un cas limite pour des naines brunes froides ou des planètes joviennes. Ces modèles ont été déterminés pour des planètes d'une métallicité solaire en négligeant le rayonnement incident de l'étoile et pour un domaine de longueurs d'onde compris entre 0,001 et 500 μm. On peut faire varier la température effective (entre 100 et 3 000 K par pas de 100 K) et la gravité de surface (exprimée

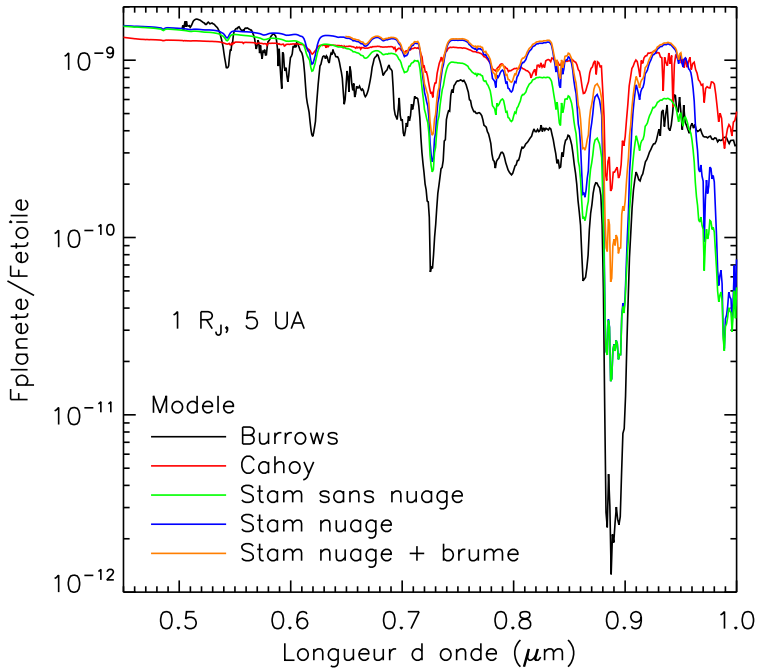

FIGURE II.2.9 – *Spectres théoriques visibles de Jupiters pour les différents modèles utilisés dans le code MEHICI.*

en logarithme base 10, entre 2,5 et 6 dex par pas de 0,5 dex). En l'absence de grains de poussières, l'absorption de l'atmosphère est due aux bandes moléculaires de l'eau et du méthane et aux raies de résonance atomique du lithium, potassium et sodium.

Je montre à la figure II.2.9 des spectres théoriques pour une planète analogue à Jupiter pour les différents modèles que j'ai décrits plus haut. Les différences entre les modèles sont dus à des compositions et structures atmosphériques différentes : Stam (2008) simule une couche de nuages à une altitude basse et une couche de brumes à une altitude élevée dans l'atmosphère, alors que Cahoy et al. (2010) modélisent des nuages à haute altitude. La présence de nuages va renforcer le flux aux grandes longueurs d'onde au fur et à mesure que le rayonnement incident atteint des couches plus profondes. Plus les nuages sont hauts et plus ils vont atténuer les bandes d'absorption du méthane (par exemple à 0,62, 0,73 et 0,89 μm), qui est un gaz bien mélangé dans toute l'atmosphère. Burrows et al. (2004) ne simulant pas de planète à 5 UA, j'ai moyenné les spectres à des séparations de 4 et 6 UA pour tracer le spectre de cette figure. La pente globale de ce spectre est plus négative et les bandes d'absorption moléculaire plus marquées que pour les autres spectres. Ceci peut être dû aux effets de l'irradiation sur l'atmosphère, que Burrows et al. (2004) prennent en compte, à des rapports de mélange des molécules ou des propriétés optiques des nuages différents par rapport aux modèles de Cahoy et al. (2010) (les température effective, gravité de surface, hauteur des nuages, et la nature et la taille des particules formant les nuages sont similaires).

En conclusion, j'ai expliqué les différentes étapes du code de simulation MEHICI : génération des images de l'étoile et des planètes, normalisation des flux et ajout des bruits de détection et étalonnage des *speckles*. Dans la partie suivante, je détaille le travail de simulation des performances de la mission SPICES.

Troisième partie

Imagerie d'exoplanètes depuis l'espace : Simulations numériques des performances de la mission SPICES

C'est un roc !... C'est un pic... C'est un cap !
Que dis-je, c'est un cap ?... C'est une péninsule !
Edmond Rostand

Je présente ici la plus grande partie de mon travail de thèse, la définition des spécifications hauts niveaux de l'instrument SPICES (chapitre III.1), l'analyse des performances en détection (chapitre III.2) et en caractérisation (chapitre III.3) des planètes, et une estimation du nombre de cibles potentielles (chapitre III.4). Les simulations décrites dans les trois derniers chapitres ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics* en 2012 (Maire et al. 2012, annexe C). La motivation de cette étude était de valider numériquement le concept instrumental proposé pour remplir les objectifs scientifiques de la mission (chapitre II.1). En effet, les études sur des concepts de petit coronographe spatial (Trauger et al. 2010; Guyon et al. 2010b) ont porté principalement sur la faisabilité technique (Trauger & Traub 2007; Guyon et al. 2010a; Belikov et al. 2010), étant donné les très hauts contrastes à atteindre dans le proche environnement des étoiles (10^8–10^{10} à $0{,}2''$). Un autre point qui a fait l'objet d'études est l'estimation du nombre de planètes observables en fonction de leur type, en faisant des hypothèses sur leur distribution (Trauger et al. 2010; Guyon et al. 2010b). Dans le cadre de la mission PECO, Cahoy et al. (2009) ont analysé les rapports signal à bruit de mesures photométriques en bande large ($R = 5$), en supposant des planètes avec un albédo indépendant de la longueur d'onde. Mais l'objectif principal de ces missions, la caractérisation spectroscopique de l'atmosphère des planètes, est resté peu étudié. Par exemple, Cahoy et al. (2010) analysent les couleurs et des spectres à basse résolution ($R = 5$ et $R = 15$) de spectres modèles de planètes géantes gazeuses et glacées, mais sans inclure les limitations intrinsèques d'un instrument, comme la transmission optique et les bruits de détection. Il n'est donc pas possible d'évaluer précisément l'espace des paramètres observable ou le nombre de cibles. Mon travail est le premier à analyser ces questions de manière approfondie.

Chapitre III.1

Optimisation des paramètres instrumentaux

Je détaille dans ce chapitre les études qui m'ont permis d'optimiser les principaux paramètres instrumentaux de SPICES, de sorte qu'il remplisse ses objectifs scientifiques (chapitre II.1). En particulier, j'ai considéré les bande et résolution spectrales requises (paragraphe III.1.1), les caractéristiques du télescope telles l'obstruction centrale et le budget d'erreur des aberrations (paragraphe III.1.2), la nécessité d'un système de contrôle de front d'onde (paragraphe III.1.3), les paramètres du MD (paragraphe III.1.4) et la tolérance aux erreurs de pointage (paragraphe III.1.5). Bien que le concept instrumental utilise un coronographe vortex de charge 4, j'utilise aussi dans quelques simulations de ce chapitre le coronographe à quatre quadrants. Ceci n'a pas d'influence sur les performances obtenues, car ces deux coronographes ont un comportement similaire (figure II.2.2). Néanmoins, le coronographe vortex de charge 4 est bien moins sensible à une erreur de pointage du télescope ou à la taille angulaire de l'étoile observée, comme je le montre au paragraphe III.1.5. Je termine par une étude du contraste instrumental de SPICES et une première analyse de ses performances spectrométriques (paragraphe III.1.6).

III.1.1 Bande et résolution spectrales

J'ai d'abord étudié la bande spectrale que SPICES devrait analyser ainsi que la résolution spectrale requise pour mesurer les principales bandes d'absorption de spectres typiques de planètes analogues à Jupiter (figure II.1.4) et à la Terre (figure II.1.6, gauche).

Comme SPICES observera dans le domaine visible (chapitre II.1), je pars de l'hypothèse d'une bande spectrale comprise entre 0,4 et 1 μm. Une bande spectrale aussi large (86%) ne peut être analysée dans une seule voie spectrale, à cause des limitations chromatiques inhérentes aux coronographes de phase. Même en séparant cette bande en deux voies en essayant de réduire le plus possible la largeur spectrale de ces dernières, on obtient des largeurs de 50% et 48%, pour deux voies 0,4–0,65 μm et 0,6–1,0 μm respectivement. Pour limiter la dégradation du contraste fourni par le coronographe due à la chromaticité, il est nécessaire de restreindre la bande 0,4–1 μm. Le compromis pour la bande spectrale résulte de considérations aussi bien scientifiques que technologiques. Par exemple, les spectres d'un Jupiter et d'une Terre montrent une bande d'absorption profonde et large (due respectivement au méthane et à l'eau) vers 0,9 μm (figures II.1.4 et II.1.6, gauche). Bien que ces bandes d'absorption soient facilement identifiables dans des spectres théoriques, elles seront probablement très difficiles à mesurer avec précision, étant donné le contraste planète/étoile requis ($<10^{-10}$–10^{-11}). De plus, les détecteurs visibles ont

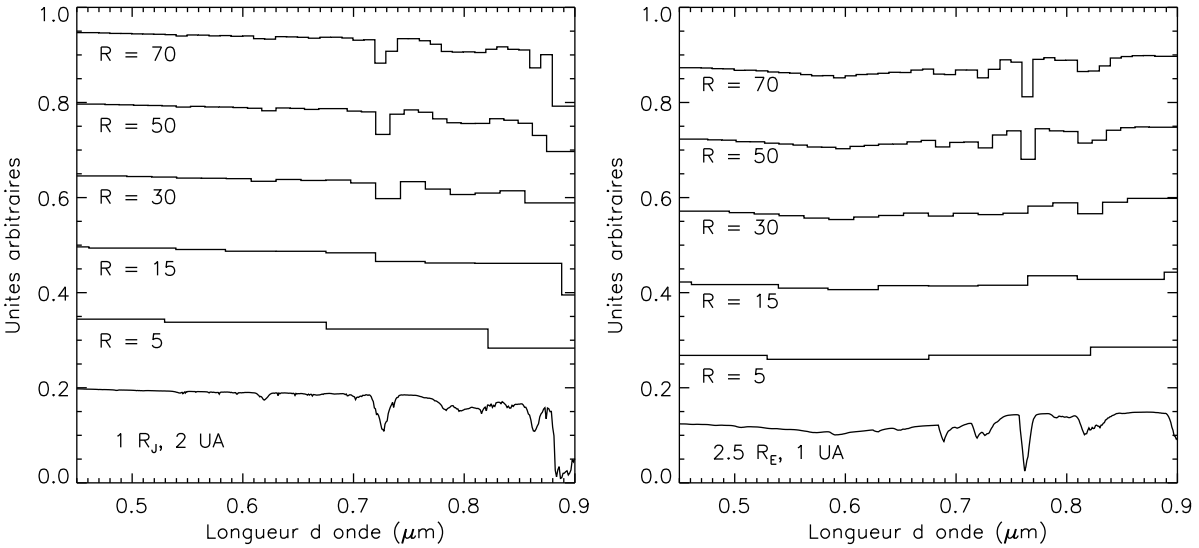

FIGURE III.1.1 – *Étude de la résolution spectrale de SPICES pour des spectres modèles d'un Jupiter (**gauche**) et d'une Terre (**droite**). Je trace les spectres à haute résolution en bas des graphiques et les spectres dégradés pour différentes résolutions croissantes du bas vers le haut. Une résolution de 50 permet de mesurer les principales bandes d'absorption moléculaires présentes dans les spectres, en particulier la bande A du dioxygène à 0,76 μm dans le spectre des planètes telluriques (droite).*

des rendements quantiques faibles au-delà de 0,9 μm (<50%). Néanmoins, on observe d'autres bandes spectrales, bien que moins profondes, aux longueurs d'onde plus courtes (0,62, 0,73 et 0,79 μm pour le méthane, et 0,72 et 0,82 μm pour l'eau). Pour la coupure aux courtes longueurs d'onde, la mesure précise de la pente négative du spectre induite par la diffusion Rayleigh (figure 2 de Boccaletti et al. 2012, annexe B) nécessite une longueur d'onde d'au moins 0,45 μm. En effet, le spectre contient des bandes d'absorption pour des longueurs d'onde inférieures à 0,45 μm et supérieures à ∼0,5 μm, qui perturbent la mesure de la pente due à la diffusion Rayleigh. Ainsi, j'ai déterminé qu'une bande spectrale de 0,45–0,9 μm est le meilleur compromis pour SPICES. En séparant cette bande en deux voies spectrales égales (0,45–0,7 μm et 0,65–0,9 μm, le recouvrement partiel des deux voies servant des besoins d'étalonnage), on obtient des largeurs spectrales de 43% et 32%. Il s'agit de la solution retenue pour SPICES. Cependant, je note un déséquilibre entre les largeurs spectrales des deux voies, or les performances des coronographes de phase sont sensibles à la valeur de ce paramètre. Il aurait été peut-être préférable de séparer la bande spectrale totale en deux voies de largeurs spectrales identiques. Dans ce cas et en supposant le même recouvrement partiel de 0,05 μm que précédemment, les deux voies auraient une largeur spectrale de 38%, pour des intervalles de 0,45–0,66 μm et 0,61–0,9 μm.

D'après la comparaison des largeurs des canaux spectraux de SPICES et des principales bandes moléculaires des spectres de planètes géantes et telluriques (largeur $\gtrsim$10 nm, voir les tables II.1.1 et II.1.2), je trouve qu'une résolution spectrale d'au moins 50, à la longueur d'onde centrale de 0,675 μm, est requise pour leur identification (figure III.1.1). Mon analyse confirme les résultats d'une précédente étude pour SEE-COAST, qui était le projet antérieur à SPICES [31] (Schneider et al. 2009).

31. Le projet a changé de nom en septembre 2010.

Dans la suite de cette partie, je fixe la bande passante et la résolution spectrale moyenne de l'instrument à 0,45–0,90 μm et 50. Ceci implique l'utilisation d'un IFS de 35 canaux spectraux de même largeur 0,013 μm.

III.1.2 Obstruction du télescope et budget d'erreur

Dans cette section, j'étudie l'influence sur la détection de compagnons d'une étoile de l'obstruction centrale du miroir primaire et du budget d'aberrations de phase. En effet, ces deux facteurs sont critiques pour les coronographes, car ils sont à l'origine du bruit de *speckles* (paragraphe I.2.2.2) présent dans les images (figure II.2.1). Si l'intensité des *speckles* est trop élevée, ils empêcheront la détection de compagnons faibles.

J'ai réalisé ces simulations début 2010 alors que mon équipe se posait la question de participer au projet THESIS (*Terrestrial and Habitable-zone Exoplanet Spectroscopy Infrared Spacecraft*, Swain et al. 2009c). Il s'agit d'un télescope spatial de 1,4 m de diamètre pour la caractérisation des exoplanètes par transit dans l'infrarouge [32]. Le but de mon étude était d'évaluer la viabilité scientifique d'un imageur coronographique visible. En effet, SEE-COAST et THESIS partageaient des caractéristiques communes : taille du télescope et caractérisation spectrale d'exoplanètes. Une voie d'imagerie coronographique dans le visible sur THESIS aurait été complémentaire non seulement pour les longueurs d'onde couvertes mais aussi par le type de planètes étudiées (période orbitale longue/courte). Mon équipe avait mené des études préliminaires basées sur des modèles de corps noirs et avait trouvé qu'un imageur coronographique dans le domaine visible (0,5–1 μm) atteignant des contrastes de 10^{-6}–10^{-7} pouvait détecter des planètes géantes et des super-Terres de température effective plus chaude que 1500 K, les premières autour d'étoiles GKM et les secondes autour d'étoiles M. Cet instrument aurait été complémentaire aux instruments SPHERE et GPI pour les planètes géantes les plus chaudes découvertes par des derniers, de part le domaine de longueurs d'onde couvert. Pour les planètes géantes, je note que cette limite en température effective correspondrait à des objets plus jeunes que $\sim$10 Ma d'après les modèles d'évolution [33] (figure I.2.9). Dans mon étude, j'ai déterminé les contrastes effectivement atteignables par THESIS pour différentes configurations instrumentales. En effet, le projet était en cours de définition à l'époque. Des premières études envisageaient un miroir primaire avec une obstruction ($\sim$33%) et une précision de polissage similaires à celles du télescope *Hubble* sans système de contrôle de front d'onde. Il était donc crucial de savoir quels contrastes on pouvait atteindre avec un télescope a priori non optimisé pour l'imagerie haute dynamique.

Pour cette étude, j'ai fait les hypothèses suivantes. J'ai supposé que toutes les aberrations optiques de l'instrument sont dues à des retards de phase induits par des imperfections de polissage du miroir primaire [34]. Je suppose une loi de DSP pour les aberrations de phase de la forme f^{-3} (f est la fréquence spatiale du défaut, section II.2.1.1). Ce choix est motivé par le travail de Bordé & Traub (2006), qui ont montré que les aberrations de phase des miroirs du VLT et du télescope spatial *Hubble* suivent une loi similaire (exposant de -3,1 et -2,9 respectivement).

Je montre les images sommées sur la bande passante 0,45–0,90 μm obtenues après un coro-

32. Ce projet a été soumis et sélectionné pour une étude de phase A par l'ESA sous le nom d'EChO (Tinetti et al. 2012).

33. Il n'existe pas à ce jour de tels modèles pour les planètes telluriques. La possibilité de super-Terres jeunes de température effective plus élevée que 1500 K est donc hypothétique. Des super-Terres très chaudes (1500–2500 K) ont été détectées par la méthode des transits (par exemple, CoRoT-7 b et Kepler-10 b, Léger et al. 2009; Batalha et al. 2011), mais celles-ci sont trop proches angulairement de leur étoile ($\lesssim$0,1 mas) pour être observables par un imageur coronographique sur un télecope de 1,4 m de diamètre.

34. En réalité, ces aberrations sont dues à l'ensemble des surfaces optiques composant le train optique.

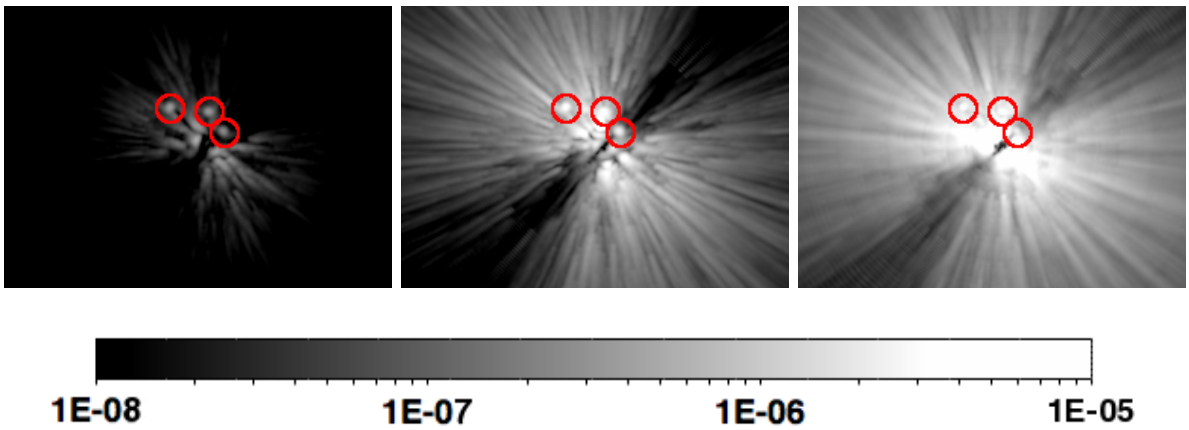

FIGURE III.1.2 – *Étude de l'obstruction centrale et du budget d'aberrations optiques de SPICES. Ces trois images ont été obtenues en sommant les images de tous les canaux spectraux de l'IFS, en supposant des aberrations de phase, du bruit de speckles, pas de système de contrôle de front d'onde, un coronographe vortex vectoriel d'ordre 4 et l'étalonnage des speckles par la SCC. Trois compagnons ont été ajoutés à des séparations de 3, 5 et 8 λ/D (cercles rouges).* ***Gauche*** *: Télescope sans obstruction centrale, 5 nm rms de différences de marche et compagnons de contraste 5×10^{-7}.* ***Milieu*** *: Télescope sans obstruction centrale, 20 nm rms de différences de marche et compagnons de contraste 5×10^{-6}.* ***Droite*** *: Télescope avec une obstruction centrale de 26,7%, 20 nm rms de différences de marche et compagnons de contraste 1×10^{-5}. L'échelle des contrastes sous les images est logarithmique et identique pour les trois images.*

nographe vortex de charge topologique 4 et l'étalonnage des *speckles* par la SCC pour plusieurs configurations à la figure III.1.2. Noter la dispersion des *speckles* avec la longueur d'onde. A gauche, je montre les images pour un miroir super-poli à 5 nm rms [35] sans obstruction centrale. Trois compagnons de contraste 5×10^{-7} sont détectés avec des rapports signal à bruit (RSB) entre 10 et 25. Même si un tel polissage du miroir primaire ne semble pas impossible [36], il faut aussi prendre en compte les aberrations des optiques de relais. Ainsi pour l'image au centre, j'ai considéré le cas d'un télescope sans obstruction mais avec un budget d'erreur de marche optique de 20 nm rms. Des compagnons de contraste 5×10^{-6} sont détectés mais avec des RSB plus faibles (5–15). Enfin, pour l'image de droite, je me suis placée dans une situation similaire à celle de THESIS (obstruction du télescope) toujours pour un budget d'erreur de 20 nm rms. Les compagnons de contraste 10^{-5} sont détectés avec des RSB de 5–15. On note la présence d'un anneau lumineux autour du centre de l'image, qui est dû à la diffraction à l'intérieur du diaphragme de Lyot d'une fraction de l'énergie lumineuse par les bords du miroir secondaire obstruant le miroir primaire. Ce halo empêche la détection aux courtes séparations ($<5\ \lambda/D$) de compagnons de contraste plus faible que 1×10^{-6}, qui est le niveau de contraste atteignable par SPHERE et GPI à 5 λ/D (paragraphe I.2.3.1). Or l'observation d'exoplanètes (jeunes et vieilles) en lumière visible avec un télescope de 1,5 m de diamètre requiert des contrastes de 10^{-7}–10^{-10} à quelques unités de λ/D [37].

35. Pour comparaison, cette valeur est de 18 nm rms pour le miroir de *Hubble* (Krist & Burrows 1995).

36. Les miroirs primaires de *Gaia*, rectangulaires et de longueur 1,50 m, ont été polis à 7–8 nm rms sur la surface (paragraphe II.1.3.2).

37. Un système étoile-planète séparé de 2 UA et vu à 10 pc a une séparation angulaire de 0,2″, soit 2 λ/D à 0,675 μm pour un télescope de 1,5 m.

De cette étude, je conclus qu'il faut un instrument dédié à l'imagerie coronographique d'exoplanètes dans le domaine visible, d'où la proposition de SPICES à l'appel d'offres de l'ESA.

III.1.3 Étalonnage des *speckles* sans MD

Dans la section précédente, je suis arrivée à la conclusion qu'il faut un instrument optimisé pour l'imagerie des planètes extrasolaires dans le visible. Je teste ici plusieurs options qui étaient envisagées pour SPICES pour déterminer si l'utilisation d'un MD est indispensable ou non, sachant que cette technologie n'a pas encore été validée dans un environnement spatial.

III.1.3.1 Un télescope de 1,5 m associé à la SCC ?

La figure III.1.3 montre le contraste instrumental (limité par le bruit de *speckles* uniquement) à 5 σ de SPICES pour une configuration avec 20 nm rms de différences de marche optique, pas de MD, un coronographe de phase à quatre quadrants (noté FQPM dans la légende) et l'étalonnage des *speckles* par la SCC. Les profils radiaux sont moyennés sur les canaux spectraux de l'IFS. Les profils obtenus après l'étalonnage SCC sont calculés dans les zones indiquées dans l'image de droite (correspondant au canal à la longueur d'onde centrale $\lambda = 0{,}675$ μm). La zone 1 est celle où l'étalonnage de la SCC est optimale (les franges d'interférences sont orientées à 45° par rapport à la grille des pixels). Noter le facteur 10 en correction entre les zones 1 et 2 aux courtes séparations. Aux grandes séparations, le profil radial de la zone où l'étalonnage de la SCC est la moins efficace (zone 2) rejoint le profil coronographique. Ceci s'explique par le fait que les franges d'interférence sont brouillées, ce qui implique que les *speckles* ne sont plus codés et ne peuvent plus être étalonnés. Le gain en contraste permis par la SCC aux courtes séparations (<5 λ/D) est entre 10 et 1 000 fois le contraste coronographique. Malgré cela, le meilleur contraste atteint à ces séparations est de l'ordre de 10^{-6} et ne répond pas aux contraintes scientifiques de SPICES (10^{-9}–10^{-10} entre 2 et 4 λ/D). J'ai donc étudié une seconde option, que je présente dans la section suivante.

III.1.3.2 Un télescope plus grand combiné à la déconvolution spectrale ?

Une option envisagée pour SPICES était l'utilisation d'un miroir primaire plus grand associé à un étalonnage des *speckles* par la déconvolution spectrale. Cette méthode est à la base du concept instrumental d'EPICS (Vérinaud et al. 2010). Cependant, j'ai mis en évidence au cours de mon analyse que l'application de cette méthode pose plusieurs problèmes. En effet, l'hypothèse selon laquelle l'intensité des *speckles* est une fonction lentement variable de la longueur d'onde n'est valable que si les aberrations du front d'onde incident sont suffisamment petites pour pouvoir faire l'approximation suivante :

$$e^{\frac{2i\pi\delta}{\lambda}} \simeq 1 + \frac{2i\pi\delta}{\lambda} \tag{III.1.1}$$

où δ désigne les aberrations de marche optique. De plus, l'ordre du polynôme utilisé pour ajuster la relation liant l'intensité des *speckles* à la longueur d'onde d'observation est un paramètre libre, or sa valeur est critique. S'il est trop petit, on risque de ne pas bien soustraire les résidus stellaires, et s'il est trop grand, on risque d'atténuer fortement les signatures des planètes.

Dans mon étude, j'ai considéré trois ordres du polynôme d'ajustement de 1, 3 et 5 en présence de bruit de *speckles* uniquement. La figure III.1.4 montre les résultats obtenus pour des

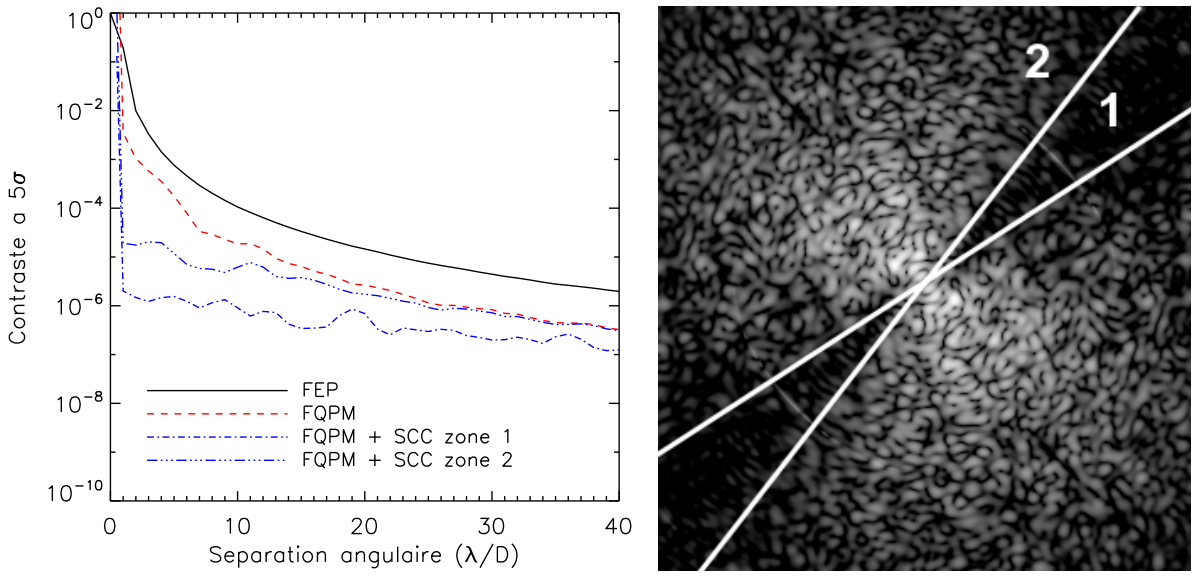

FIGURE III.1.3 – ***Gauche*** *: Contraste instrumental à 5 σ de SPICES dans une configuration avec 20 nm rms de différences de marche optique, pas de MD, un coronographe de phase à quatre quadrants (noté FQPM) et l'étalonnage des speckles par la SCC (γ = 20). Les courbes obtenues avec le coronographe de phase à quatre quadrants sont corrigées de l'atténuation de points sources hors-axe (figure II.2.3, bas).* ***Droite*** *: Image d'un canal spectral (λ = 0,675 µm) obtenue après le coronographe et l'étalonnage des speckles par la SCC. Les zones 1 et 2 associées aux profils radiaux sont indiquées. La zone 1 correspond à la zone de correction optimale de la SCC (secteur de 30° autour de l'orientation des franges à 45°). Bien que la SCC permette un gain en contraste d'un facteur 10 à 1 000 par rapport au contraste obtenu avec coronographe seul aux séparations inférieures à 5 λ/D, le meilleur contraste atteint (∼10^{-6}) ne répond pas aux contraintes scientifiques de SPICES (10^{-9}–10^{-10} à 2–4 λ/D). La "bosse" observable vers 20 λ/D pour la courbe FQPM + SCC zone 1 est due au premier anneau des aberrations non vues et non corrigées par la SCC. Celles-ci sont visibles sous la forme d'arcs brillants dans la zone 1 de la figure de droite.*

différences de marche du front d'onde de 20 nm rms et un coronographe de phase à quatre quadrants. En haut, je montre les images sommées des cubes obtenus après l'étalonnage des *speckles* par la déconvolution spectrale. Les images correspondent à un ajustement de la relation $I(\lambda)$ par un polynôme en $1/\lambda$ de degré 1 (gauche), 3 (milieu) et 5 (droite). Les compagnons ont un contraste de 10^{-6} et sont à des séparations de 3, 5, 8, 12, 20 et 30 λ/D (rotation par pas de 90° dans le sens inverse des aiguilles d'une montre à partir d'un angle de -45° par rapport à la direction horizontale). Noter la déformation et l'atténuation croissantes de la FEP des compagnons quand leur séparation au centre de l'image diminue. Les échelles d'intensité sont identiques et en racine carrée. En bas, je trace les profils radiaux de la détection à 5 σ de la FEP, du FQPM et du FQPM associé à la déconvolution spectrale, pour les trois degrés du polynôme d'ajustement. Je trace ces courbes en utilisant un cube d'images sans planètes et **en ne tenant pas compte de l'atténuation** de ces dernières. Sous cette hypothèse optimiste, la déconvolution spectrale ne permet l'obtention de contrastes de 10^{-8}–10^{-10} que pour un polynôme de degré 5 (courbe bleue en points-tirets du graphique de la figure III.1.4) et pour des grandes séparations angulaires ($\gtrsim$10 λ/D). Le problème est que les contraintes scientifiques de

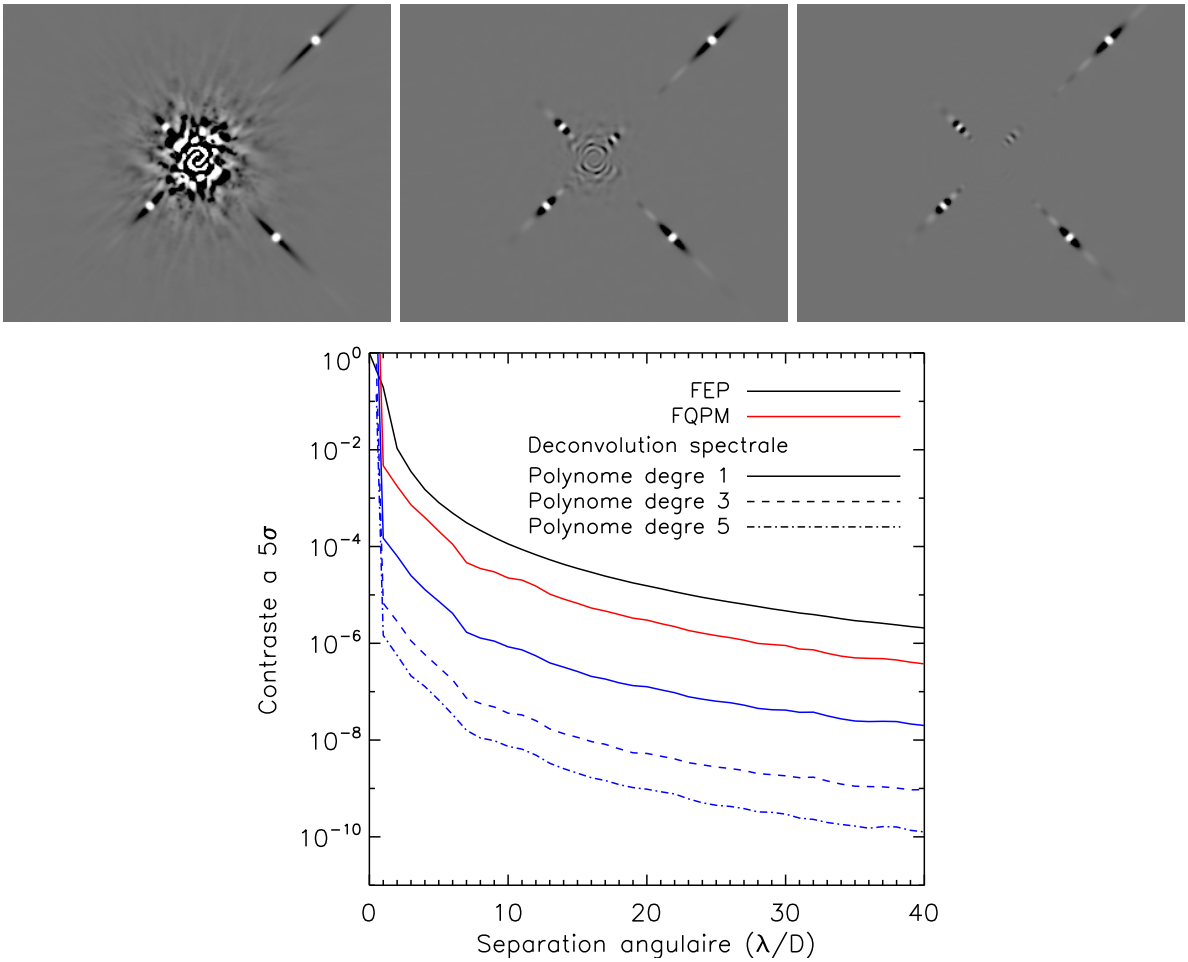

FIGURE III.1.4 – *Étude de la déconvolution spectrale.* ***Haut*** *: Sommes des images des cubes obtenus après l'étalonnage des speckles par la déconvolution spectrale. Les images correspondent à un ajustement de la relation $I(\lambda)$ par un polynôme en $1/\lambda$ de degré 1 (gauche), 3 (milieu) et 5 (droite). Les compagnons ont un contraste de 10^{-6} et sont à des séparations de 3, 5, 8, 12, 20 et 30 λ/D (rotation par pas de 90° dans le sens inverse des aiguilles d'une montre à partir d'un angle de -45° par rapport à la direction horizontale). Noter la déformation et l'atténuation croissantes de la FEP des compagnons quand leur séparation au centre de l'image diminue. Les échelles sont identiques et en racine carrée.* ***Bas*** *: Profils radiaux de la détection à 5 σ de la FEP, du FQPM et du FQPM associé à la déconvolution spectrale. Pour la déconvolution spectrale, je montre des courbes pour différents degrés du polynôme d'ajustement. Je trace celles-ci en utilisant un cube d'images sans planètes et en ne tenant pas compte de l'atténuation de ces dernières. Cependant, je corrige ces courbes de l'atténuation du FQPM. L'utilisation d'un polynôme de degré plus élevé pour l'ajustement permet de mieux étalonner les speckles, en particulier ceux de basse fréquence spatiale, mais atténue plus le flux des compagnons. Ces courbes représentent donc des limites de détection optimistes. Sous cette hypothèse et pour un polynôme de degré 5, le niveau de détection à 5 σ atteint un contraste de 10^{-8} à partir de 8 λ/D et un contraste de 10^{-10} à partir de 40 λ/D.*

SPICES requièrent l'observation de systèmes étoile-planète séparés angulairement de quelques unités de λ/D. Or le meilleur niveau de détection à 5 σ obtenu avec la déconvolution spectrale (polynôme de degré 5, courbe bleue en points-tirets de la figure III.1.4) est de 10^{-8} à 8 λ/D et 10^{-10} à 40 λ/D. Ainsi, je détermine qu'un télescope utilisant la déconvolution spectrale devrait être au moins 5 fois plus grand que celui prévu pour SPICES pour satisfaire les contraintes de contraste, soit 7,5 m [38]. Cette solution est définitivement exclue pour une mission de classe M.

Cette analyse me permet de conclure que le concept instrumental de SPICES doit comporter un système de contrôle de front d'onde par MD pour que ce dernier puisse remplir ses objectifs scientifiques.

III.1.4 Taille du MD

Après avoir établi que l'utilisation d'un MD est indispensable pour que SPICES puisse remplir ses objectifs scientifiques, j'ai analysé le nombre d'actuateurs du MD. J'ai présenté une version préliminaire des résultats obtenus avec un MD de 32 × 32 actuateurs (figure III.1.5) lors de la "Semaine de l'Astrophysique Française" organisée par la Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique à Marseille en juin 2010 (Maire et al. 2010). Pour ces simulations, j'ai supposé une étoile analogue au Soleil à une distance de 10 pc ($m_V = 4{,}8$). Un paramètre important est le paramètre γ de la SCC, qui est le rapport des rayons du diaphragme de Lyot et de la voie de référence (paragraphe II.2.1.1). En effet, plus celui-ci est petit et plus le premier anneau de *speckles* non codés par la SCC est proche du centre de l'image (voir figure II.2.6 et Galicher 2009, chap. IV.1). En particulier, si la SCC est utilisée conjointement avec un MD pour l'estimation et la correction des aberrations du front d'onde, ce premier anneau peut se retrouver à l'intérieur de la zone corrigée par le MD. L'impact sera la dégradation du contraste dans la zone corrigée à cause du bruit de photon de ces *speckles* non corrigés. Pour éviter cette situation, j'utilise une valeur du paramètre γ de 20 pour le MD 32 × 32.

Je montre à la figure III.1.5 les profils radiaux de tous les canaux spectraux de l'IFS. Ceux-ci ont été normalisés par le maximum de la FEP correspondante au canal spectral afin de pouvoir comparer les performances. De même, l'échelle des séparations angulaires est en unités de λ/D pour faciliter la comparaison (λ égal à la longueur d'onde du canal spectral considéré pour chaque profil radial). Je rappelle que la fréquence de coupure du MD étant $(N_{\rm act}/2) \times (\lambda/D)$ (paragraphe II.2.1.1, $N_{\rm act}$ est le nombre linéaire d'actuateurs), la taille de la zone corrigée augmente proportionnellement à la longueur d'onde d'observation. Sur la figure de gauche, j'ai représenté les profils du contraste instrumental de la FEP (noir), de l'image coronographique (vert) et de l'image coronographique sur laquelle a été appliquée l'étalonnage des *speckles* par la SCC (rouge). On note le gain en contraste pour les séparations plus courtes que ∼10 λ/D. Cette figure montre aussi que seule la combinaison d'un MD et de l'étalonnage des *speckles* par la SCC permet de satisfaire les contraintes en contraste de SPICES. Je remarque que le bord de la zone corrigée n'est pas net (on ne passe pas brutalement de contrastes faibles à des contrastes élevés) et que le rayon du champ corrigé par le MD est légèrement plus petit que le rayon couvert par les actuateurs (14 contre 16 λ/D). Ceci est dû aux *speckles* au bord du champ couvert par le MD, qui diffractent une partie de leur énergie à l'intérieur de la zone corrigée. Cet effet est d'autant plus important que la décroissance de la DSP des défauts optiques est forte (Galicher 2009, chap. IV.2). Sur la figure de droite, je montre les profils radiaux du contraste instrumental de la FEP et de l'image coronographique après étalonnage de la SCC ainsi que les profils radiaux

38. Pour comparaison, le JWST a un miroir primaire (segmenté) de diamètre 6,5 m.

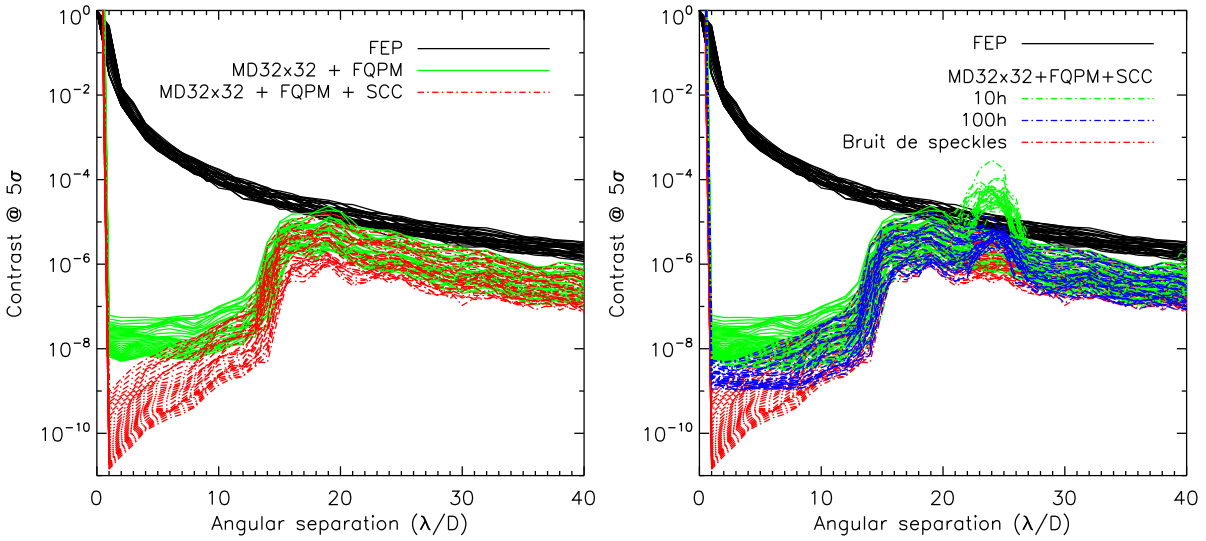

FIGURE III.1.5 – *Courbes de contraste à 5 σ de SPICES obtenues en combinant un MD de 32 × 32 actuateurs, un coronographe de phase à quatre quadrants et la SCC. La figure de* ***gauche*** *correspond au contraste instrumental (limitation imposée par le bruit de speckles) et celle de* ***droite*** *au contraste limité par les bruits de détection (bruit de photon uniquement).*

avec les bruits de détection (bruit de photon) pour deux temps de pose, 10 h (vert) et 100 h (bleu). Comme expliqué au début de ce paragraphe, le saut du contraste en dehors de la zone corrigée par le MD entre 21 et 24 λ/D est dû au bruit de photon des *speckles* non codés par la SCC et par conséquent non corrigés. Je note que le saut en contraste diminue en amplitude quand le temps d'intégration augmente.

Utiliser un MD plus grand présente plusieurs avantages. Premièrement, la zone corrigée est plus grande, car la taille de cette zone est proportionnelle au nombre linéaire d'actuateurs. Dans le cas de SPICES, la taille de la zone corrigée est imposée par l'étude des disques circumstellaires. La contrainte est un champ d'au moins $5'' \times 5''$ à la longueur d'onde centrale (Boccaletti et al. 2012), ce qui correspond au champ corrigé d'un MD de 64 × 64 actuateurs (figure III.1.6, j'utilise pour cette simulation une valeur du paramètre γ de 40). Deuxièmement, le contraste atteint dans la zone corrigée est plus faible si celle-ci est plus grande. En effet, le contraste atteint dans la zone corrigée dépend de l'intensité des *speckles* situés au bord de cette zone, or leur intensité diminue quand la séparation angulaire augmente (Galicher et al. 2010). On observe bien cet effet en comparant la figure III.1.6 au graphique de gauche de la figure III.1.5.

Pour les simulations que je présente ensuite, j'utilise un MD de 64×64 actuateurs.

III.1.5 Sensibilité à une erreur de pointage

Les coronographes de phase ont pour point commun d'avoir un petit IWA (section I.2.4.2.2), qui vaut ∼1–2λ/D pour les coronographes à quatre quadrants et vortex de charge 2 et 4 (Rouan et al. 2000; Mawet et al. 2005). Ceci rend leur performance plus sensible à une erreur de pointage ou à la taille angulaire de l'étoile[39]. La dégradation du contraste est due à une fraction de la

39. Typiquement quelques mas pour des distances inférieures à 10 pc.

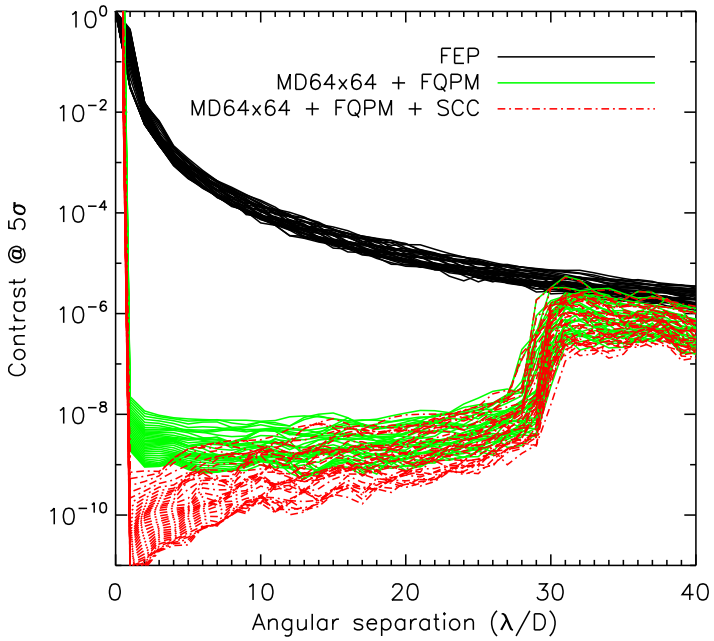

FIGURE III.1.6 – *Courbes de contraste instrumental à 5 σ de SPICES obtenues en combinant un MD de 64 × 64 actuateurs, un coronographe de phase à quatre quadrants et la SCC.*

lumière de l'étoile qui n'est pas atténuée par le coronographe. Dans le cas d'une étoile de taille angulaire finie, la seule solution est d'utiliser un coronographe avec un IWA plus grand. Dans cette section, je m'intéresse à la dégradation du contraste instrumental due à une erreur de pointage du télescope. Pour SPICES, une procédure en plusieurs étapes décrite par Boccaletti et al. (2012) a pour objectif de réduire ces erreurs à des niveaux de 0,1–0,2 mas. Mon but est de vérifier que ces niveaux de précision assurent un contraste respectant les contraintes scientifiques (10^{-9}–10^{-10} à 2–4 λ/D). Je simule l'erreur de pointage comme une erreur de basculement non corrigée par le MD. La figure III.1.7 montre le niveau de détection à 5 σ moyenné sur les canaux spectraux avant et après l'étalonnage des *speckles* par la SCC pour un centrage parfait et des erreurs de pointage égales à 0, 0,2, 0,5 et 1 mas pour le coronographe à quatre quadrants (gauche) et 0, 2, 5 et 10 mas pour le coronographe vortex de charge 4 (droite). Toutes les courbes obtenues avec un coronographe sont corrigées de l'atténuation de points sources hors-axe (figure II.2.3). Noter que les profils sont calculés dans la zone où l'étalonnage des *speckles* par la SCC est optimale (zone 1 indiquée dans la figure III.1.3). Dans cette direction autour de 45°, les séparations sont multipliées par un facteur $\sqrt{2}$, ce qui explique le décalage vers les grandes séparations du bord de la zone corrigée par le MD. En particulier, les profils MD + coronographe et MD + coronographe + SCC ne rejoignent pas le profil de la FEP. J'utilise la même réalisation des aberrations de phase du miroir primaire pour montrer les effets de l'erreur de pointage. Je note que le coronographe vortex de charge 4 est bien moins sensible aux erreurs de pointage que le coronographe à quatre quadrants. C'est l'une des raisons pour lesquelles ce coronographe a été choisi lors de l'élaboration du concept instrumental (section II.1.3.1). Pour le coronographe à quatre quadrants, un dépointage du télescope de 0,2 mas dégrade le contraste au-delà des spécifications en contraste de SPICES. Quant au coronographe vortex de charge 4, un dépointage de 2 mas est tolérable. Ceci est en accord avec les relations théoriques reliant la dégradation du contraste fourni par le coronographe et la valeur du dépointage. Cette relation

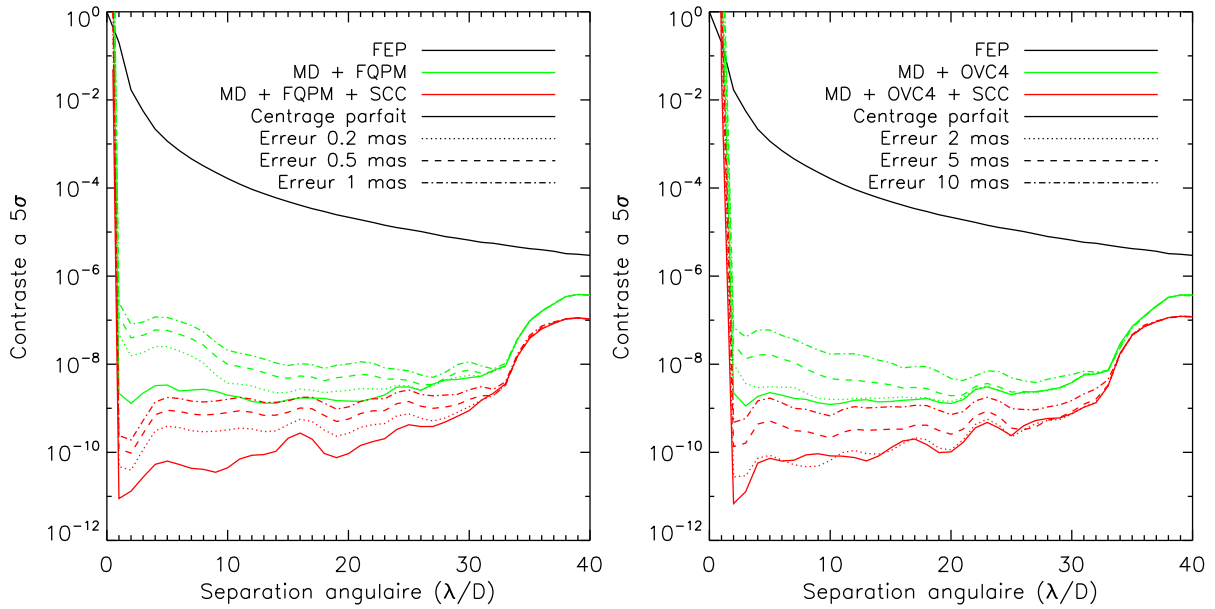

FIGURE III.1.7 – *Dégradation du contraste instrumental à 5 σ due à une erreur de pointage. Le graphique de* ***gauche*** *correspond au coronographe à quatre quadrants et celui de* ***droite*** *au coronographe vortex de charge topologique 4 (noté OVC4). Le code couleur fait référence à la configuration instrumentale (avant et après l'étalonnage des speckles par la SCC) et le style de ligne à la valeur de l'erreur de pointage. Je note que le coronographe à quatre quadrants est plus sensible à une erreur de pointage que le coronographe vortex de charge 4. Alors qu'une erreur de pointage de 0,2 mas dégrade le contraste atteint par la combinaison MD + FQPM + SCC au-delà des contraintes de SPICES (10^{-9}–10^{-10} à 2–4 λ/D), une erreur dix fois plus grande est tolérable pour une combinaison MD + OVC4 + SCC. Ceci s'explique par les relations théoriques reliant la dégradation du contraste fourni par le coronographe et la valeur du dépointage. Cette relation est* $0{,}9 \times \theta^2$ *pour le coronographe à quatre quadrants et* $0{,}05 \times \theta^4$ *pour le coronographe vortex de charge 4, avec θ la valeur du dépointage (Mawet et al. 2005).*

est $0{,}9 \times \theta^2$ pour le coronographe à quatre quadrants et $0{,}05 \times \theta^4$ pour le coronographe vortex de charge 4 [40], avec θ la valeur du dépointage (Mawet et al. 2005).

La spécification sur le contrôle du pointage de SPICES de 0,2 mas (Boccaletti et al. 2012) est basée sur le coronographe à quatre quadrants. Mon étude permet de conclure qu'elle peut être relâchée à 2 mas. Néanmoins, dans la suite de ce manuscrit, je néglige l'impact des erreurs de pointage du télescope sur la dégradation des performances.

III.1.6 Premières simulations d'observations de SPICES

J'ai présenté ces résultats dans la proposition de mission soumise à l'ESA en décembre 2010 et publiée dans Boccaletti et al. (2012) (annexe B, les simulations sont décrites à la section 5). Il s'agit des premières simulations d'observations de planètes et de mesures de spectres avec SPICES. Je décris brièvement les hypothèses de travail. Puis, je montre des spectres mesurés

40. Les constantes sont déterminées par l'IWA (0,75 et 1,75 λ/D respectivement), qui est l'angle pour lequel la transmission du coronographe est 50%.

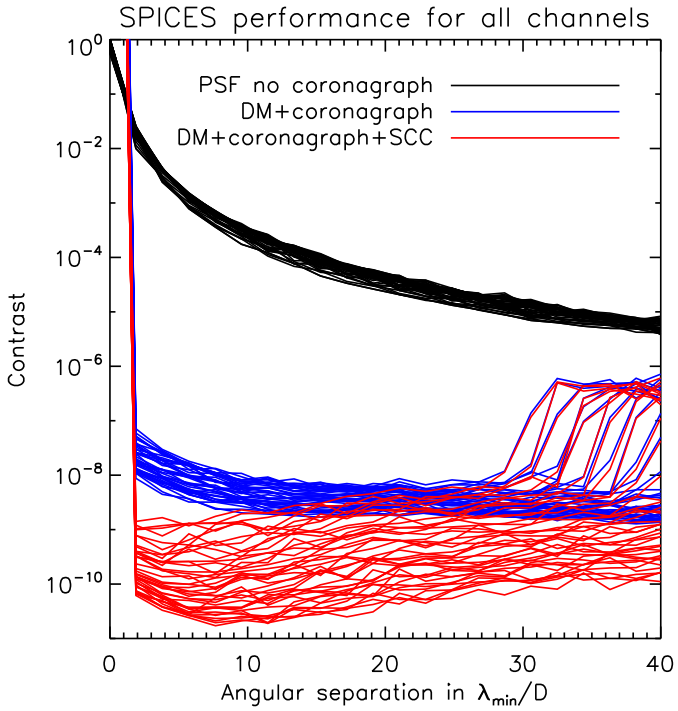

FIGURE III.1.8 – *Profils radiaux du contraste instrumental à 1 σ de SPICES pour tous les canaux spectraux en supposant les hypothèses du paragraphe III.1.6.1. Les courbes bleues et rouges correspondent au contraste obtenu avant et après l'étalonnage des speckles, alors que les courbe noires montrent les profils radiaux de la FEP.*

pour deux cas typiques de planètes pour un RSB médian sur les canaux spectraux de 10, ainsi que les RSB mesurés sur le continuum et les bandes d'absorption. Enfin, je détermine les limites en distance des planètes observables par SPICES.

III.1.6.1 Hypothèses

J'utilise un coronographe vortex de charge topologique 4 et les valeurs des paramètres instrumentaux que j'ai optimisées dans les sections précédentes. Je tiens compte du bruit de photon et des variations de la réponse des pixels du détecteur. Je fixe une transmission globale de l'instrument de 16%, en supposant une quinzaine d'éléments optiques de réflectivité 90% du miroir primaire au détecteur, et un rendement quantique du détecteur de 70% indépendant de la longueur d'onde. Mon objectif est de montrer que SPICES est capable de mesurer les principales bandes d'absorption moléculaires pour des cas typiques de planètes, donc je ne simule ni la lumière zodiacale ni de disque circumstellaire. Je trace le contraste instrumental à 1 σ sur la figure III.1.8 et les spectres mesurés en sortie de la simulation pour deux cas typiques de planètes sur la figure III.1.9. Noter le déplacement du bord de la zone corrigée en fonction du canal spectral dans la figure III.1.8. Ceci est dû au fait que l'échelle en séparation angulaire est exprimée en unités de $\lambda_{\rm min}/D$ ($\lambda_{\rm min} = 0{,}45$ μm), alors que les précédents graphiques (figures III.1.5 et III.1.6) ont une échelle en unités de λ/D. J'utilise les spectres modèles d'un Jupiter (modèle de Stam et al. 2004) et d'une Terre de 2,5 $R_{\rm T}$ couverte entièrement de forêts et de nuages (modèle de Stam 2008). J'ai déterminé les temps d'intégration de sorte que le RSB médian sur les canaux spectraux soit de 10.

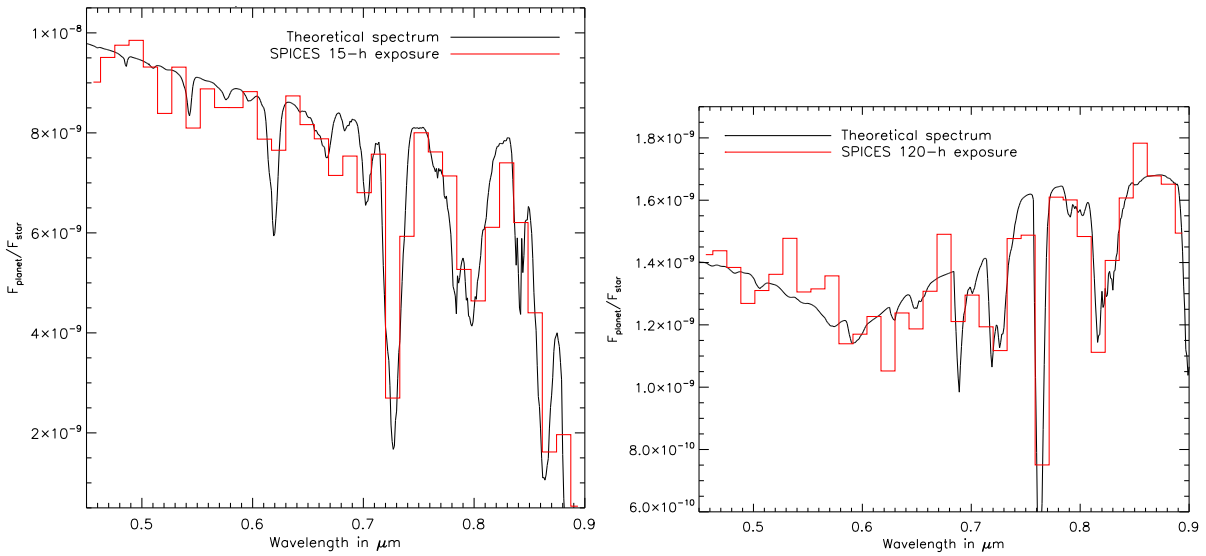

FIGURE III.1.9 – *Spectres mesurés de planètes comparés aux modèles théoriques, pour un Jupiter à 2 UA d'une étoile analogue au Soleil à 10 pc après 15 h de pose (**gauche**) et une Terre de 2,5 R_T à 1 UA d'une étoile de type solaire à 6 pc après 120 h d'intégration (**droite**). Le RSB médian mesuré sur les spectres est 10 et les RSB sur le continuum et les bandes d'absorption sont donnés dans la table III.1.1. Noter l'échelle linéaire des graphiques.*

TABLE III.1.1 – *RSB mesurés sur les principales caractéristiques des spectres de la figure III.1.9. La méthode de calcul est décrite au paragraphe III.1.6.2.*

Jupiter	
Caractéristique	RSB
Continuum	14,3
Bande CH_4 à 0,62 μm	14,4
Bande CH_4 à 0,74 μm	6,1
Bande CH_4 à 0,79 μm	11,7
Bande CH_4 à 0,86 μm	2,3

Super-Terre	
Caractéristique	RSB
Continuum	12,2
Bande O_3 à 0,6 μm	10,6
Bande H_2O à 0,72 μm	7,6
Bande O_2 à 0,76 μm	8,0
Bande H_2O à 82 μm	7,4

III.1.6.2 Mesure du spectre pour deux cas typiques

Je donne à la table III.1.1 les RSB mesurés sur le continuum et dans les principales bandes d'absorption moléculaires des spectres de la figure III.1.9. J'estime ces RSB en considérant les écarts entre les spectres mesuré (trait rouge) et théorique (trait noir) comme étant dus aux bruits de détection. Je calcule le RSB sur le continuum en moyennant les RSB mesurés sur les canaux spectraux du continuum. Le spectre du Jupiter à une séparation de 2 UA (gauche) montre principalement des bandes d'absorption du méthane. Pour une planète à une distance de 10 pc, le continuum et les bandes à 0,62 et 0,79 μm sont mesurés avec un RSB supérieur à 10 alors que le fond des bandes à 0,74 et 0,86 μm, bien qu'identifiable dans le spectre, est difficile à mesurer avec précision après 15 h de pose. Le spectre de la super-Terre (droite) à 1 UA est constitué de bandes de l'ozone, du dioxygène et de l'eau. Le contraste médian est environ 10 fois plus faible que celui du Jupiter, donc le temps de pose requis pour atteindre le même RSB médian de 10 est multiplié par un facteur 10 environ. Je trouve qu'un temps d'intégration de 120 h permet de mesurer le continuum et la bande de Chappuis de l'ozone avec un RSB de 10–12

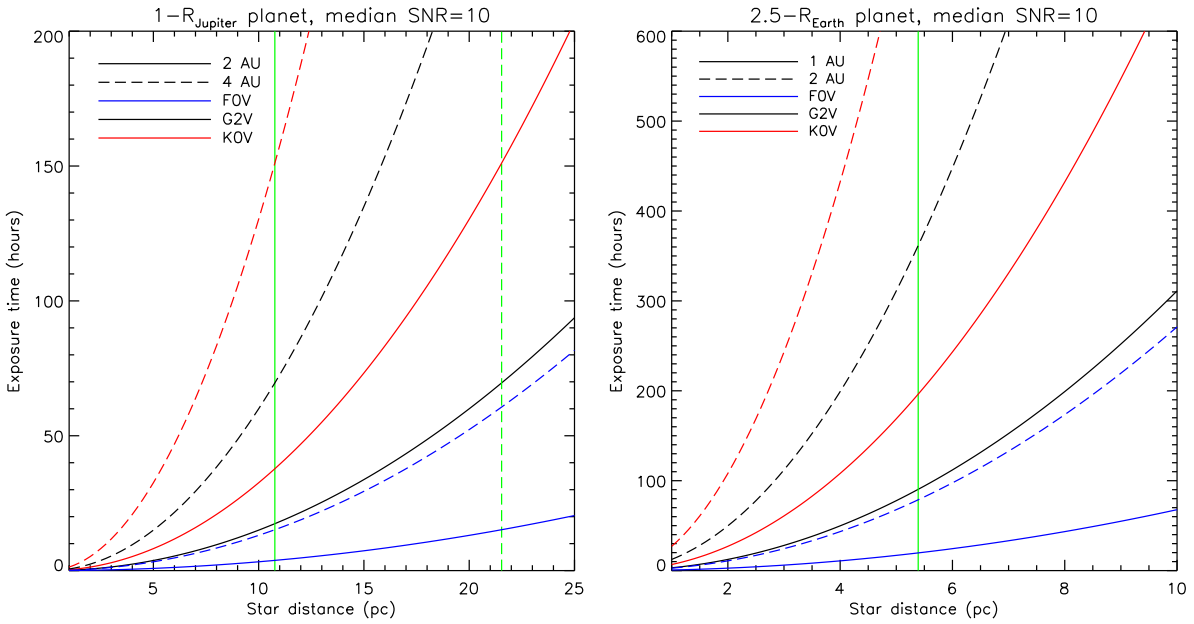

FIGURE III.1.10 – *Limites en distance des planètes observables par SPICES pour les cas d'un Jupiter (**gauche**) et d'une super-Terre (**droite**). Les courbes sont tracées pour deux séparations de la planète (indiquées par le style de ligne, 2 et 4 UA pour le Jupiter, et 1 et 2 UA pour la super-Terre) et trois types stellaires (F0, G2 et K0 en bleu, noir et rouge respectivement). Les traits verticaux verts montrent la distance maximale de l'étoile pour laquelle la planète est séparée angulairement de cette dernière, en supposant un IWA de 2 λ/D (le style de ligne indique la séparation correspondante).*

ainsi que les bandes d'absorption de l'eau et du dioxygène avec un RSB de 7–8.

Pour ces simulations préliminaires, je n'ai considéré qu'une seule réalisation du champ de *speckles*. Je rappelle que dans le cas d'un télescope spatial comme SPICES, les aberrations du front d'onde sont causées par les imperfections des optiques de l'instrument. Les *speckles* produits vont évoluer lentement avec le temps (temps caractéristique de quelques minutes à plusieurs heures). En particulier, le niveau de bruit de *speckles* à la position d'une planète va varier au cours du temps. Pour une pose longue par rapport au temps d'évolution des *speckles*, le bruit de *speckles* de l'image sera la moyenne de plusieurs réalisations. Pour l'étude plus détaillée que je présente dans les chapitres III.2 à III.4, je moyenne les résultats sur plusieurs réalisations de bruit de *speckles* pour atténuer l'effet d'une réalisation optimiste ou pessimiste sur la mesure du flux des planètes.

III.1.6.3 Limites en distance des planètes accessibles

La figure III.1.10 montre l'évolution du temps d'intégration requis pour atteindre un RSB médian de 10 sur le spectre des planètes en fonction de la distance de l'étoile observée. Les courbes sont tracées pour deux séparations étoile-planète (indiquées par le style de ligne) et trois types stellaires (voir le code couleur). Je suppose pour chacun des graphiques que le spectre modèle a la même forme pour les deux séparations, mais je tiens compte de la diminution du contraste selon une loi inversement proportionnelle au carré de la séparation. Les traits verticaux verts montrent la distance maximale de l'étoile pour laquelle la planète est séparée angulairement de

cette dernière, en supposant un IWA de 2 λ/D. Par exemple, les Jupiters à 2 et 4 UA sont résolus par SPICES jusqu'à 11 et 21 pc environ respectivement (graphique de gauche), alors que les super-Terres à 1 et 2 UA sont résolues pour des distances inférieures à 6 et 12 pc environ (graphique de droite, la courbe pour 12 pc est en dehors de l'intervalle de distance). Pour tracer ces courbes, je suppose que les planètes considérées ont un contraste au moins 10 fois supérieur à celui de l'instrument (courbes rouges de la figure III.1.8) et que la source dominante de bruit de détection est le bruit de photon pour les intervalles de distance et de temps de pose étudiés. Il s'agit donc d'une estimation préliminaire donnant un ordre de grandeur du domaine de distance des planètes accessibles par l'instrument. Dans l'hypothèse d'un bruit de détection fixé par le bruit de photon, le RSB est proportionnel à la racine carrée du nombre de photons reçus N_{phot}. Il est donc proportionnel à la racine carrée du temps de pose t et du flux de l'étoile $F_\star$, et inversement proportionnel à la distance de l'étoile d et à la séparation de la planète a :

$$RSB \propto \sqrt{N_{\mathrm{phot}}} \propto \frac{\sqrt{F_\star \times t}}{a \times d} \tag{III.1.2}$$

Par conséquent, le temps d'intégration pour un RSB, une séparation et un flux (fixé par le type stellaire) donnés va évoluer comme le carré de la distance, d'où la forme des courbes. De même, pour un RSB, un flux et une distance de l'étoile donnés, le temps de pose augmente comme le carré de la séparation de la planète. Par exemple, le Jupiter à 4 UA (courbe en tirets noirs) requiert un temps d'intégration quatre fois supérieur à celui pour la même planète à 2 UA (courbe en trait plein noir). Enfin, le temps d'intégration pour un RSB, une séparation et une distance donnés est inversement proportionnel au flux de l'étoile. Pour ces simulations, l'étoile F0 est 4,8 fois plus lumineuse que l'étoile G2 et l'étoile K0 a une luminosité 2,2 fois plus faible que la luminosité solaire. Ceci explique que les temps de pose soient divisés par cinq entre les courbes noires et bleues et multipliés par deux entre les courbes noires et rouges, pour une distance de l'étoile et une séparation de la planète donnés (style de ligne identique).

En conclusion de ce chapitre, j'ai déterminé les bande et résolution spectrales optimales, la configuration du télescope, le budget d'erreur, la taille du MD et l'erreur de pointage maximale tolérable de la mission SPICES. Ce travail réalisé pendant la phase de préparation à l'appel *Cosmic Vision* à mission moyenne de 2010 m'a permis de valider le concept instrumental vis-à-vis des contraintes scientifiques (contrastes de 10^{-9}–10^{-10} à 2–4 λ/D) et mener une première analyse des capacités spectrométriques de l'instrument pour deux cibles typiques (Jupiters et super-Terres). L'instrument est capable de mesurer le continuum et les principales bandes d'absorption des spectres, dues au méthane pour les Jupiters et à l'eau, dioxygène et ozone pour les planètes rocheuses. J'ai aussi évalué un ordre de grandeur du volume d'espace accessible à la mission : $\lesssim$20 pc pour les Jupiters et $\lesssim$8 pc pour les super-Terres. Dans le chapitre suivant, je mène une étude plus complète des performances en détection et en caractérisation de l'instrument SPICES.

Chapitre III.2

Performance en détection

Je présente ici une étude des performances en détection de la mission SPICES. Je décris d'abord les hypothèses de simulation pour l'instrument et les spectres planétaires (section III.2.1). Puis, je présente les performances instrumentales limitées par le bruit de *speckles* (section III.2.2). Ensuite, j'étudie la sensibilité de SPICES envers le bruit de lecture du détecteur et l'intensité d'un nuage exozodiacal autour de l'étoile observée (section III.2.3). Enfin, j'analyse les performances en fonction du bruit de photon stellaire (section III.2.4).

III.2.1 Hypothèses de simulation

La table III.2.1 résume les paramètres que j'utilise pour l'ensemble des simulations que je présente dans ce chapitre ainsi que dans les deux chapitres suivants. J'ai étudié certains d'entre eux (bande et résolution spectrales, erreurs de front d'onde, taille du MD, centrage du coronographe) dans le chapitre précédent. D'autres sont fixés par le concept instrumental décrit au paragraphe II.1.3 (diamètre du télescope, type du coronographe) et par le code MEHICI présenté au paragraphe II.2.1 (nombre de pixels par élément de résolution). Je discute les autres paramètres dans ce paragraphe.

III.2.1.1 Hypothèses sur l'instrument

Je fais l'hypothèse d'aberrations d'amplitude de 0,1% suivant une loi de DSP de la forme f^{-1}. L'impact d'aberrations d'amplitude est la réduction de la zone corrigée par le MD d'un facteur deux ($(N_{\rm act}/2) \times N_{\rm act}\ (\lambda/D)^2$ au lieu $N_{\rm act} \times N_{\rm act}\ (\lambda/D)^2$, $N_{\rm act}$ étant le nombre linéaire d'actuateurs). Le concept instrumental de SPICES prévoit en effet un seul MD par voie spectrale (0,45–0,7 et 0,65–0,9 μm, paragraphe II.1.3). L'instrument aura donc un champ de vue corrigé plus limité, mais il analysera l'atmosphère de planètes dont les éléments orbitaux auront été mesurés par vitesses radiales et astrométrie. Le choix des paramètres des aberrations d'amplitude n'est pas motivé par des mesures expérimentales étant donné qu'aucune mesure de ce type n'a été réalisée à ce jour, mais par des simulations numériques (Galicher 2009, chap. IV.2). Ces dernières montrent aussi que si la loi de DSP a un exposant supérieur à 1, alors le niveau des aberrations d'amplitude doit être inférieur à 0,1% pour satisfaire les contraintes en contraste de SPICES.

Je suppose l'estimation des aberrations (phase et amplitude) parfaite sans ajouter d'aberrations supplémentaires. Cette hypothèse est assez optimiste, même si on s'attend à ce que les aberrations dues aux défauts des optiques de SPICES évoluent très lentement dans le temps

TABLE III.2.1 – *Hypothèses utilisées pour les simulations des chapitres III.2, III.3 et III.4.*

Paramètre	Valeur
Diamètre du télescope	1,5 m
Bande spectrale	0,45–0,90 μm
Résolution spectrale ($\lambda = 0{,}675$ μm)	50
Nombre de canaux spectraux	35
Largeur des canaux spectraux $\Delta\lambda$	$\sim$0,013 μm
Nombre d'images monochromatiques simulées par canal	15
Nombre de pixels par élément de résolution à 0,45 μm	3
Erreurs de front d'onde ($\lambda = 0{,}675$ μm)	15 nm rms
Loi de DSP	f^{-3}
Aberrations d'amplitude	0,1%
Loi de DSP	f^{-1}
Coronographe	vortex d'ordre 4
Centrage du coronographe	parfait
Chromaticité du coronographe	aucune
Taille du diaphragme du Lyot	95%
Nombre d'actuateurs du MD	64×64
Estimation des aberrations par la SCC	parfaite
Rapport diaphragme de Lyot sur voie de référence γ	40

(échelle de temps caractéristique de quelques minutes à quelques heures [41]). L'instrument sera placé au point de Lagrange L2, dont on pense qu'il s'agit d'un environnement très stable. Cette supposition pourrait être confirmée par les missions *Gaia* et JWST. Dans le plan de vol de SPICES, il est prévu d'allouer une plage de temps longue au début de la mission pour la mesure précise des aberrations, puis des plages plus courtes réparties périodiquement pour ajuster la correction au fur et à mesure que le champ de *speckles* évolue (paragraphe III.1.6.2).

Enfin, je simule les images de chaque canal spectral de l'IFS en additionnant quinze images monochromatiques réparties uniformément sur la largeur du canal.

III.2.1.2 Hypothèses sur les spectres planétaires

Les structures atmosphériques planétaires des modèles de Cahoy et al. (2010) et Stam (2008) (sections II.2.2.1 et II.2.2.2) ont été calculées en supposant des planètes âgées de 4,5 Ga en équilibre radiatif avec le flux émis par une étoile parente de type solaire (type spectral G2). Les planètes simulées ont des valeurs discrètes de séparation (tables III.2.2 et III.2.3). Comme la composition et la structure atmosphérique d'une planète froide dépendent fortement de sa séparation à l'étoile (paragraphe II.1.2.1.1), je ne peux pas extrapoler les spectres à n'importe quelle valeur de séparation pour les autres types stellaires. Je calcule donc les séparations de luminosité équivalente autour d'étoiles d'autres types spectraux à partir des séparations modélisées par Cahoy et al. (2010) et Stam (2008) pour une étoile de type solaire. Pour obtenir un ordre de

41. En comparaison, l'échelle de temps caractéristique de la turbulence atmosphérique est de l'ordre de la dizaine de millisecondes.

TABLE III.2.2 – *Paramètres utilisés pour les spectres de planètes géantes. R_J et R_N désignent les rayons de Jupiter et de Neptune respectivement.*

Planète	Séparations (UA)	Rayon	Métallicité (([Fe]/[H])$_\odot$)
Jupiter	0,8, 2, 5 et 10	1 R_J	1 et 3
Neptune	0,8, 2, 5 et 10	1 R_N	10 et 30

TABLE III.2.3 – *Paramètres utilisés pour les spectres de super-Terres. R_T désigne le rayon de la Terre.*

Séparations (UA)	Rayon	Nuages	Type de surface
1	2,5 R_T	0, 50 et 100%	forêt, océan et mélange forêt-océan

grandeur, j'utilise l'hypothèse de la conservation du flux :

$$4\pi\, R_p^2\, \sigma\, T_{eq}^4 \;=\; (1 - A_B)\, \pi\, R_p^2\, \frac{L_\star}{4\,\pi\, a^2} \tag{III.2.1}$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5{,}67\times10^{-8}$ W.m^{-2}.K^{-4}), T_{eq} la température d'équilibre de l'atmosphère de la planète, A_B l'albédo de Bond et $L_\star$ la luminosité de l'étoile parente. L'albédo de Bond d'une planète représente la fraction d'énergie intégrée sur les longueurs d'onde qui est réfléchie par celle-ci. Elle est différente de l'albédo, qui est la grandeur calculée pour la détermination des spectres en lumière réfléchie et qui dépend de la longueur d'onde (figures II.1.4 et II.1.6, gauche). Je note que l'équation (III.2.1) ne prend pas en compte les effets sur l'atmosphère de la planète de la dépendance en longueur d'onde de l'émission de l'étoile (Marley et al. 1999; Fortney et al. 2007). Une étoile de type précoce (AF) a son maximum d'émission dans le domaine bleu du spectre [42], ce qui correspond à des rayonnements plus énergétiques dont les effets d'ionisation sur l'atmosphère de la planète peuvent être plus importants que pour une étoile de type solaire. De plus, les étoiles AF émettent des rayonnements non thermiques dans le domaine X et UV, déformant fortement le spectre prédit par un modèle de corps noir. Au contraire, une étoile de type tardif (KM) émet plus de rayonnements rouges et infrarouges [43], qui ont une énergie plus faible et sont moins ionisants.

Ensuite, je suppose que la température d'équilibre et l'albédo de Bond ne dépendent que du flux stellaire incident à la position de la planète d'où l'équation (III.2.1) devient :

$$L_\star \propto a^2 \quad \Rightarrow \quad a_{S_p} \;=\; a_{G2}\, \sqrt{L_{S_p}} \tag{III.2.2}$$

avec a_{S_p} la séparation étoile-planète pour une étoile de type spectral S_p, a_{G2} la séparation étoile-planète pour une étoile G2 et L_{S_p} la luminosité de l'étoile en unités solaires. Sous ces hypothèses et à titre d'exemple, une planète analogue à Jupiter à une séparation de 2 UA d'une étoile de type solaire aurait la même structure atmosphérique qu'une planète jovienne à une séparation de 10,5 UA d'une étoile A0. La table III.2.4 donne les distances de luminosité équivalente pour différentes séparations étoile-planète et types stellaires.

42. $\lambda_{max} \simeq 300$ nm en utilisant la loi du déplacement de Wien $\lambda_{max} \times T_{eff} \simeq 3\times10^{-3}$ m.K avec $T_{eff} = 10\,000$ K.
43. $\lambda_{max} \simeq 1$ μm en utilisant la loi du déplacement de Wien avec $T_{eff} = 3\,000$ K.

TABLE III.2.4 – *Séparations à l'étoile des planètes géantes modèles calculées avec l'équation (III.2.2) pour différents types stellaires. Les valeurs de référence (ligne grisée) sont celles modélisées par Cahoy et al. (2010) pour une étoile de type solaire. Les valeurs de luminosité sont tirées d'Allen (1976).*

Type spectral	Luminosité ($L_\odot$)	Séparations (UA)			
A0	28	4,2	10,6	26,5	53,0
F0	4,8	1,8	4,4	11,0	21,9
G2	1	0,8	2	5	10
K0	0,45	0,5	1,3	3,4	6,7
M0	0,09	0,24	0,6	1,5	3

En remplaçant l'équation (III.2.2) dans l'équation (II.1.1), j'obtiens le contraste d'une planète en orbite autour d'une étoile de type spectral S_p :

$$C(\lambda) = A(\lambda,\alpha)\,\frac{R_p^2}{a_{S_p}^2} = A(\lambda,\alpha)\,\frac{R_p^2}{a_{G2}^2\,L_{S_p}} \tag{III.2.3}$$

J'utilise les équations (III.2.2) et (III.2.3) pour déterminer les séparation et contraste des planètes des figures des sections III.2.2, III.2.3 et III.2.4. Ce calcul donne un bon ordre de grandeur pour les planètes couvertes de nuages, mais peut être plus approximatif pour les planètes rocheuses couvertes de forêts et sans nuages. En effet, certaines hypothèses envisagent que le rougissement soit décalé vers les longueurs d'onde rouges et infrarouges pour les planètes telluriques en orbite autour d'étoiles plus froides que le Soleil (section II.1.2.1.2).

Comme expliqué au paragraphe II.1.2.1, le contraste d'une planète en lumière réfléchie dépend de son albédo, qui est relié aux propriétés de l'atmosphère et/ou de la surface (pour les planètes rocheuses avec une atmosphère optiquement mince), et de son rayon. Il y a donc une dégénérescence entre ces grandeurs physiques. Par exemple, la signature spectrale d'une métallicité plus élevée peut être confondue avec un rayon plus petit (paragraphes III.3.3 et III.3.4), alors que celle d'une couverture nuageuse importante peut l'être avec un rayon plus grand (paragraphe III.3.5). Pour lever la dégénérescence, il faudrait un moyen pour évaluer le rayon d'une planète indépendamment de la mesure de son spectre. Par exemple, j'ai mentionné au paragraphe II.1.2.1 les relations masse-rayon théoriques (Fortney et al. 2007; Baraffe et al. 2008; Grasset et al. 2009). L'objectif de mon travail de thèse étant de tester les performances de SPICES à identifier un spectre mesuré par rapport à un spectre modèle injecté dans une simulation numérique instrumentale, je fais l'hypothèse que le rayon est connu préalablement à la mesure du spectre.

III.2.2 Performance instrumentale

Je commence par analyser la performance instrumentale, c'est-à-dire en présence uniquement du bruit de *speckles*. La figure III.2.1 montre les images du code en supposant les valeurs des paramètres listées dans la table III.2.1. Je calcule les niveaux de détection dans la zone d'étalonnage optimale de la SCC illustrée dans l'image de droite de la figure III.2.1. Le graphique de gauche de la figure III.2.2 montre le niveau de détection à 5 σ obtenu avant et après l'étalonnage des *speckles* par la SCC en fonction de la séparation angulaire en λ/D pour tous les

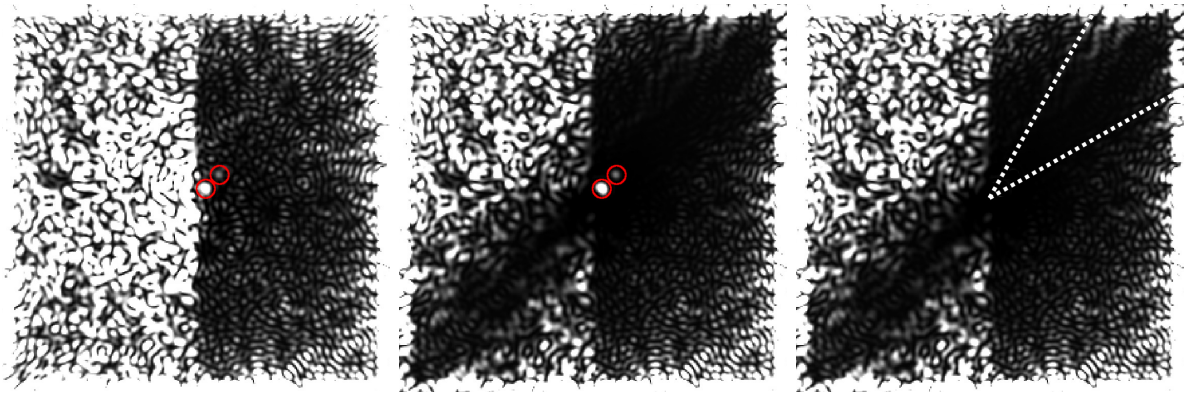

FIGURE III.2.1 – *Partie centrale des images produites par le code MEHICI en présence de bruit de speckles uniquement. Les images sont obtenues après le coronographe (**gauche**) et après l'étalonnage des speckles par la SCC (**milieu** et **droite**) pour les paramètres listés dans la table III.2.1. La longueur d'onde d'observation est 0,675 μm et le champ de vue est $6'' \times 6''$. Dans les deux images de gauche, j'ai ajouté deux planètes joviennes de contrastes $\sim 10^{-8}$ et $\sim 10^{-9}$ (cercles rouges). L'image de droite montre en pointillés blancs la zone de calcul de tous les profils radiaux montrés dans ce chapitre. Les échelles sont identiques et linéaires.*

canaux spectraux. J'ai normalisé les courbes au maximum de la FEP de chaque canal et remis à l'échelle horizontalement ces dernières pour pouvoir les comparer entre elles.

J'utilise à partir de maintenant des profils radiaux de détection à 5 σ moyennés sur les canaux spectraux pour pouvoir comparer des courbes obtenues dans des conditions d'observation différentes. J'exprime aussi l'échelle des abscisses en UA car je veux tester la détectabilité de planètes à des distances physiques de l'étoile. Le panneau de droite de la figure III.2.2 montre ces courbes pour trois distances d'étoiles G2 (3, 10 et 20 pc). La performance est limitée par la résolution angulaire de l'instrument (2 λ/D, section III.2.1.1) aux petites séparations et par le rayon de la zone corrigée par le MD (32 λ/D) aux grandes séparations. Comme j'ai exprimé la séparation en UA, les courbes de détection se décalent vers les grandes séparations proportionnellement à la distance de l'étoile. J'ai aussi indiqué les positions de planètes d'1 $R_{\rm J}$ avec une métallicité solaire, d'1 $R_{\rm N}$ avec dix métallicités solaires, et de 2,5 $R_{\rm T}$ avec une couverture nuageuse totale.

Pour une étoile à 20 pc, les Jupiters les plus éloignés (5 et 10 UA) ainsi que le Neptune à 5 UA sont détectés avec un RSB > 5. Le Neptune à 10 UA est en-dessous de la courbe de détection avec un RSB de 4,5. À 10 pc, les mêmes planètes sont détectées ainsi que les planètes aussi proches que 2 UA. Pour la distance d'étoile la plus proche (3 pc), la limite en séparation descend à 1 UA. Toutefois, les planètes lointaines comme le Jupiter à 10 UA et le Neptune à 5 UA ne sont plus détectés, à cause d'un niveau de bruit de *speckles* plus important. Ceci est dû à la dégradation de l'étalonnage de la SCC quand la séparation angulaire augmente. Néanmoins, ces planètes sont à des séparations supérieures à 18 λ/D, un domaine de séparation pertinent pour la déconvolution spectrale (paragraphe III.1.3.2).

Enfin, j'ai aussi représenté les niveaux moyens de contraste de la lumière zodiacale et d'un exodisque d'intensité équivalente à celle du nuage zodiacal du système solaire (section II.2.1.2), tous les deux pour une distance de 10 pc. En effet, le contraste de sources lumineuses étendues augmente avec la distance, car le flux intégré sur un pixel du détecteur reste constant pour la

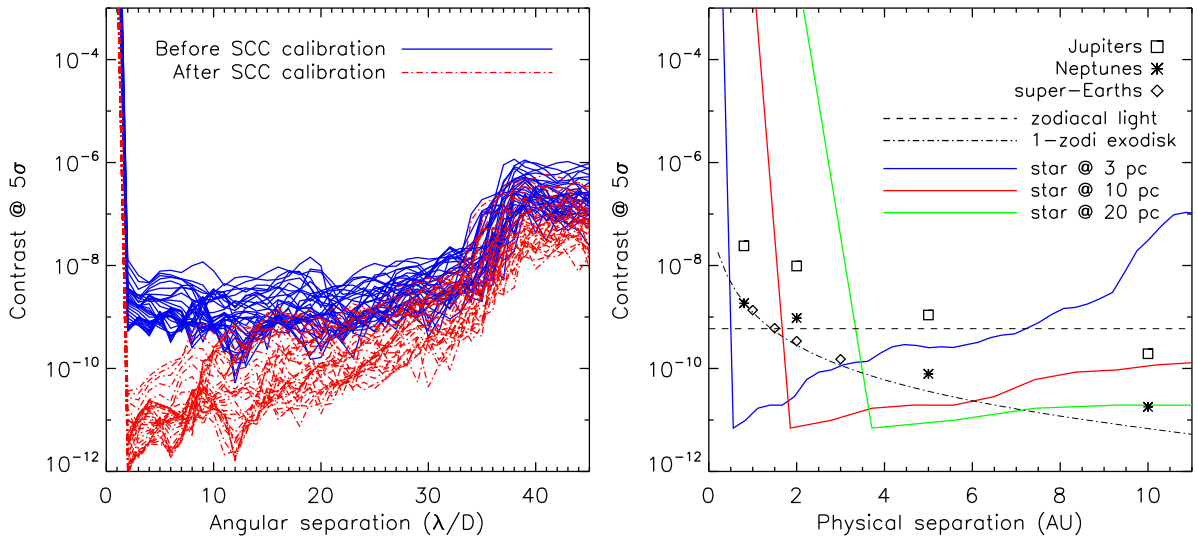

FIGURE III.2.2 – *Courbes de contraste instrumental à 5 σ de SPICES. Je représente à* ***gauche*** *les performances obtenues pour chaque canal spectral avant et après l'étalonnage des speckles par la SCC. Les courbes sont normalisées au maximum de la FEP de chaque canal pour pouvoir les comparer entre elles. Je montre à* ***droite*** *le contraste à 5 σ moyenné sur les canaux spectraux en fonction de la séparation en UA pour trois distances d'étoiles de type solaire. J'indique aussi les positions et contrastes de planètes de type Jupiter, Neptune et super-Terre (symboles) et les contrastes moyens de la lumière zodiacale (trait horizontal en tirets) et d'un exodisque d'intensité équivalente à celle du nuage zodiacal du système solaire (courbe en points-tirets). Ces deux dernières courbes sont tracées pour une distance de 10 pc.*

lumière zodiacale et varie peu pour l'exodisque [44], alors que le flux émis par l'étoile diminue suivant une loi en inverse carrée. Un résultat important que je tire de cette figure est que, bien que le concept instrumental soit capable de réduire le bruit de *speckles* en-dessous d'un contraste de 10^{-10}, la performance finale est limitée par ces sources de lumière diffuse. Le contraste de la lumière zodiacale est légèrement inférieur à 10^{-9}, alors que celui de l'exodisque est du même niveau que celui des Neptunes et des super-Terres. Par conséquent, l'étalonnage et la soustraction des contributions de ces sources lumineuses sont nécessaires pour pouvoir mesurer correctement le flux des planètes. La lumière zodiacale étant un fond uniforme pour une latitude galactique donnée, sa contribution peut être étalonnée à partir des observations de SPICES. L'intensité des disques exozodiacaux est reconnue comme un point critique pour la détection et la caractérisation de planètes jumelles de la Terre (Lunine et al. 2008; Lawson et al. 2009; Coudé du Foresto et al. 2010; Hatzes et al. 2010). La figure III.2.3 montre des spectres mesurés par SPICES en présence de bruit de *speckles* et sans étalonnage de la lumière exozodiacale pour un Jupiter à 2 UA (gauche) et une Terre de 2,5 R_T (droite). À cause de la dépendance de la taille de la FEP envers la longueur d'onde (λ/D), la contribution au flux mesuré du nuage exozodiacal augmente comme le carré de la longueur d'onde. L'effet sur le spectre d'un Jupiter de contraste 10^{-8} est assez faible et modifie peu le niveau du continuum du spectre. Ceci résulterait en une erreur systématique sur le rayon de la planète, s'il était estimé à partir du spectre. En revanche, le flux d'un nuage exozodiacal modifie fortement le spectre de la super-Terre, en particulier le continuum. Cette variation du flux avec la longueur d'onde propre à des sources étendues pourrait être utilisée pour

44. Ceci dépend de la loi de distribution spatiale en intensité.

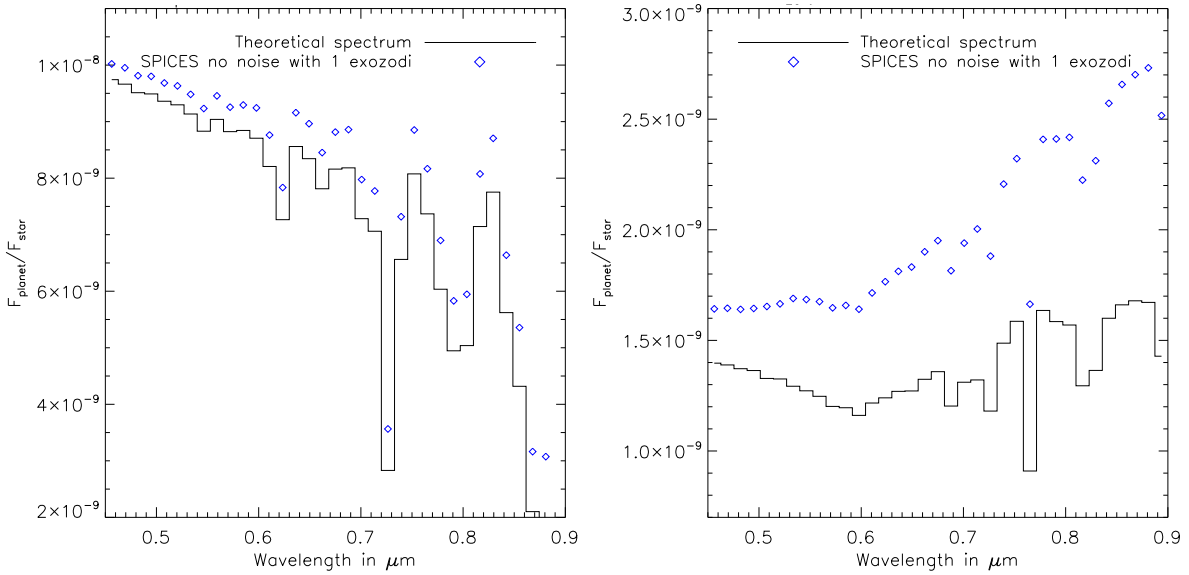

FIGURE III.2.3 – *Spectres de planètes sans bruits de détection mesurés par SPICES sans étalonnage du flux d'un nuage exozodiacal pour un Jupiter à 2 UA (**gauche**) et une super-Terre à 1 UA (**droite**). Noter les échelles linéaires des graphiques. La contribution au flux mesuré du nuage exozodiacal augmente comme le carré de la longueur d'onde pour le domaine spectral considéré. Ceci est dû à la dépendance de la taille de la FEP avec la longueur d'onde. L'effet sur le spectre d'un Jupiter de contraste 10^{-8} est assez faible et modifie peu le niveau du continuum du spectre. Ceci résulterait en une erreur systématique sur le rayon de la planète, s'il était estimé à partir du spectre. En revanche, le flux d'un nuage exozodiacal modifie fortement le spectre de la super-Terre, en particulier le continuum. Si cette variation avec la longueur d'onde ne peut pas être reproduite par des modèles théoriques, elle pourrait être utilisée pour enlever la contribution des photons du nuage exozodiacal.*

étalonner la contribution des photons du nuage exozodiacal. Néanmoins, SPICES ne requiert pas de mission préalable pour le recensement des disques exozodiacaux, comme les missions d'interféromètres annuleurs (Cockell et al. 2009; Martin et al. 2011). L'intensité de tels disques pourra être mesurée à partir des images fournies par l'instrument lui-même. La procédure exacte pour étalonner les contributions de la lumière zodiacale et des disques exozodiacaux à partir des images de SPICES reste encore à définir, mais il s'agit d'un problème de réduction des données. Dans les simulations présentées dans ce chapitre et les deux suivants (chapitres III.3 et III.4), je suppose que les distributions d'intensité des modèles de la lumière zodiacale et de l'exodisque peuvent être soustraites des images. Néanmoins, je tiens compte du bruit de photon de ces sources lumineuses, car il peut encore limiter le contraste (section III.2.3.1).

III.2.3 Sensibilité aux bruits de détection

Avec un miroir primaire de 1,5 m de diamètre et une résolution spectrale de 50, on peut penser que les sources de bruit de mesure les plus importantes pour SPICES sont les bruits de photon (des *speckles* de l'étoile, de l'exodisque entourant l'étoile) et de lecture du détecteur. Dans cette section, j'analyse l'impact sur la performance de SPICES de ces deux sources de bruit de détection.

TABLE III.2.5 – *Hypothèses utilisées pour les simulations des sections III.2.3.1, III.2.3.2 et III.2.4.*

Paramètre	Valeur
Transmission de l'instrument	23%
Rendement quantique du détecteur	70%
Temps d'intégration maximum	200 h
Bruit de lecture	0,2 e- rms par pixel
Dynamique du détecteur	300 000 e-
Temps d'exposition pour une image	1 000 s
Variations de la réponse des pixels du détecteur	0,5%
Intensité de la lumière zodiacale	$V = 23{,}1$ mag arcsec^{-2}
Niveau d'intensité de l'exodisque	1 zodi

Je résume les hypothèses utilisées pour ces simulations à la table III.2.5. Je fixe la transmission globale de l'instrument (hors détecteur) à 23%, en considérant que le train optique entre le miroir primaire et le détecteur est composé de 15 surfaces optiques (miroir primaire inclus) de réflectivité 90%. Je suppose également un rendement quantique moyen du détecteur de 70% sur toute la bande spectrale. L'impact du bruit de lecture du détecteur dépend de son niveau (que j'étudie au paragraphe III.2.3.1) et du nombre d'expositions individuelles à additionner pour obtenir l'image finale à un temps d'intégration voulu. Ce dernier peut varier de plusieurs dizaines de minutes à plus d'une centaine d'heures suivant le type de planètes observées (chapitre III.3). Le niveau de bruit de lecture dépend donc du temps d'exposition individuelle maximal permis. Celui-ci est fixé soit par la dynamique du détecteur soit par des limitations dues à l'environnement du télescope (flux de rayons cosmiques). Je montre dans la section suivante que la dynamique du détecteur n'est pas un facteur limitant pour une valeur de 300 000 électrons dans le cas d'une étoile G2. Je considère alors le flux des rayons cosmiques pour fixer une limite au temps d'exposition individuelle. Ceux-ci vont frapper la matrice de pixels du détecteur et contaminer le signal enregistré par les pixels. Des études pour la caméra NIRCAM du JWST ont montré que sans algorithme pour corriger les "pixels chauds" créés par les rayons cosmiques, 25% des pixels seraient contaminés après une pose continue de 1 000 s (Robberto 2009). En utilisant un algorithme permettant de lire de manière non destructrice l'information des pixels pour corriger les "pixels chauds" (Fixsen et al. 2000), Robberto (2009) a montré que le pourcentage de pixels contaminés reste inférieur à 0,2% après une pose de 1 000 s. J'utilise cette dernière valeur pour le temps de pose individuelle dans mes simulations, mais je ne prends pas en compte l'influence des pixels chauds. La variation en réponse des pixels du détecteur est fixée à 0,5%. Pour l'étude de la sensibilité envers l'intensité d'un nuage exozodiacal (section III.2.3.2), je simule un disque incliné de 60° par rapport à la direction perpendiculaire à la ligne de visée et orienté à 45° de la direction horizontale (figure III.2.4). Les planètes ont la même orientation que le disque. Le choix d'une inclinaison de 60° vient de la médiane statistique associée à une loi aléatoire uniforme. L'orientation du disque correspond à celle des franges d'interférences de la SCC. Comme je l'ai expliqué à la section II.1.2.1, les planètes observées par SPICES auront été détectées préalablement par vitesses radiales et astrométrie, donc leur position sur le ciel à une époque donnée sera connue. Pour augmenter la taille de la zone de l'étalonnage optimale de la SCC (II.2.1.3) et relâcher la contrainte sur la connaissance a priori de la position projetée

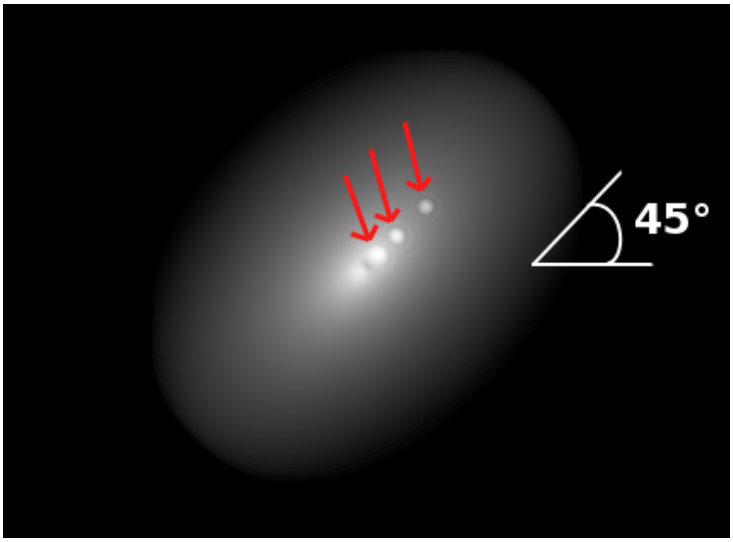

FIGURE III.2.4 – *Image simulée par le code MEHICI d'une étoile, d'un disque exozodiacal et de trois planètes (indiquées par des flèches rouges) observés par SPICES à une longueur d'onde de 0,675 µm sans bruit de détection ni aberrations optiques. L'image du disque est générée avec l'algorithme Zodipic (Kuchner 2004) et est ensuite convoluée par la FEP corrigée de la transmission du coronographe (ici un coronographe vortex de charge 4, paragraphe II.2.1.2). Le système est situé à une distance de 5 pc. Le disque a une inclinaison par rapport à une direction perpendiculaire à la ligne de visée de 60° et une intensité égale à celle du disque du système solaire. On peut observer trois planètes de contraste 1×10^{-9}, 5×10^{-10} et 1×10^{-10} à des séparations de 2,2, 5,4 et 10,8 λ/D respectivement, correspondant à des séparations physiques de 1, 10 et 20 UA). Le disque et les planètes sont orientés à 45° par rapport à la direction horizontale. Noter la zone sombre au centre de l'image qui indique la position de l'étoile masquée par le coronographe. L'échelle est logarithmique.*

de la planète, une nouvelle version de cette technique utilisant plusieurs voies de référence est à l'étude au LESIA.

Le choix du temps d'intégration est un compromis entre le contraste imposé par les cibles scientifiques et la stabilité globale de l'instrument (pointage essentiellement). Cependant, ce deuxième facteur est difficile à évaluer sans un prototype expérimental, donc je n'ai considéré que la contrainte de contraste. En supposant uniquement du bruit de photon, j'ai déterminé par simulation qu'il fallait un temps d'intégration de 10 000 h pour atteindre un contraste à 5 σ proche du contraste instrumental de 10^{-10} dans le cas d'une étoile de type solaire à 10 pc. À partir de cette valeur, j'utilise la loi d'évolution du bruit de photon avec le temps d'intégration (relation proportionnelle à la racine carré de ce dernier) pour déterminer le temps de pose requis pour détecter avec un RSB de 5 les cibles les plus difficiles de SPICES – les super-Terres – pour des valeurs typiques de contraste et de distance. Celui-ci vaut 200 h pour une planète de contraste $2{,}5\times10^{-10}$ en orbite à 2 UA d'une étoile analogue au Soleil à une distance de 5 pc.

> Bien que le temps d'intégration pour chaque cible dépendra des paramètres de cette dernière (distance, séparation à l'étoile, contraste), j'ai supposé une valeur maximale de 200 h pour l'ensemble des simulations décrites dans la suite de cette partie.

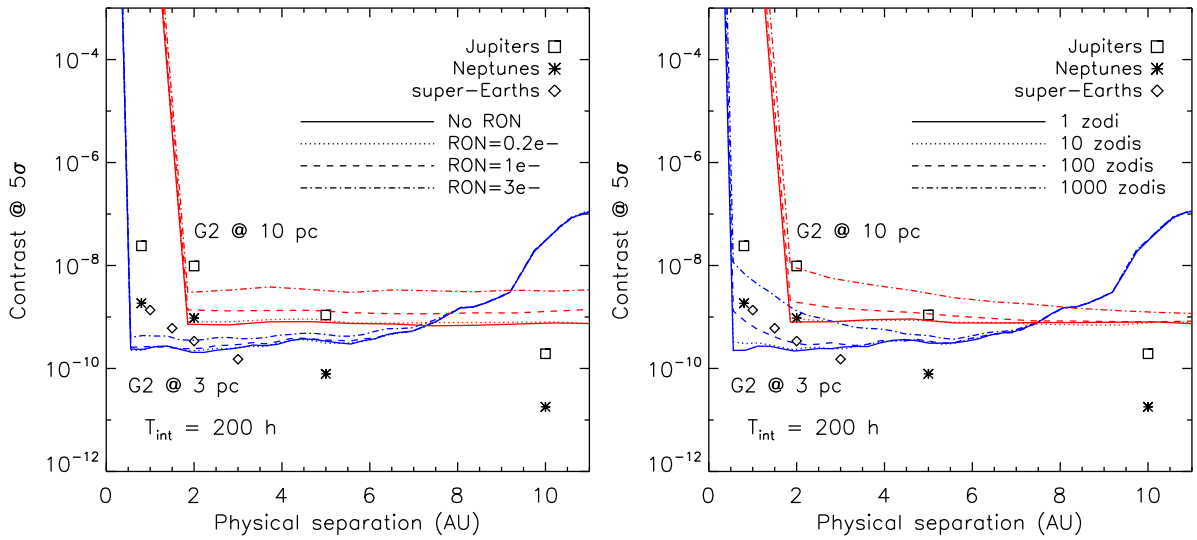

FIGURE III.2.5 – *Sensibilité de SPICES en fonction du bruit de lecture (**gauche**) et de l'intensité de l'exodisque (**droite**).*

III.2.3.1 Bruit de photon des *speckles* et bruit de lecture du détecteur

Je montre à gauche de la figure III.2.5 les résultats de cette étude pour une étoile G2 à deux distances de 3 et 10 pc et plusieurs niveaux de bruit de lecture (écarts-types en électrons par pixel). Je constate que la valeur de ce dernier impacte les performances obtenues pour l'étoile la plus lointaine plus fortement que celles pour l'étoile la plus proche. Ceci est dû au fait que la dynamique du détecteur (table III.2.1) n'est pas remplie après une exposition de 1 000 s dans les deux cas. Ainsi, les nombres d'expositions individuelles donc les niveaux de bruit de lecture sont les mêmes, mais le flux reçu est plus élevé pour l'étoile la plus proche. Je note que la douzaine d'étoiles situées à moins de 3 pc du Soleil ont des types spectraux plus tardifs que le type G (l'exception étant Sirius, qui forme un système binaire avec une naine blanche) et ont donc un flux plus faible qu'une étoile de type solaire. Ainsi, le bruit de lecture ne sera pas une limitation fondamentale pour l'observation des étoiles proches. Je base donc la contrainte du niveau de bruit de lecture sur l'étoile à 10 pc. Pour que le bruit de lecture ne limite pas la performance, il faut le maintenir à des niveaux sub-électroniques de 0,2 e- rms par pixel. Une telle performance ne peut être atteinte qu'avec des caméras CCD à multiplication d'électrons. Smith et al. (2006) ont qualifié cette technologie pour le spatial dans le cadre de la préparation de la mission *Gaia*.

Dans la suite, je fixe le bruit de lecture à 0,2 e- rms par pixel.

III.2.3.2 Bruit de photon de l'exodisque

Comme je l'ai expliqué à la section III.2.2, même en soustrayant le niveau moyen d'un exodisque, ce dernier peut empêcher la détection des planètes les plus faibles si son bruit de photon devient trop grand. Il est donc nécessaire de préparer une liste de systèmes stellaires avec un disque d'intensité plus faible qu'une valeur seuil pour l'observation de ces planètes. Le but de mon étude est de déterminer ce seuil en fonction de la distance de l'étoile, car le contraste d'un exodisque en dépend fondamentalement (paragraphe III.2.2). Les niveaux de détection à 5 σ pour deux distances d'étoile de 3 et 10 pc et des intensités d'exodisque comprises entre 1 et

1 000 zodis sont présentés dans le graphique de droite de la figure III.2.5. Je trouve que le bruit de photon de l'exodisque ne limite pas de façon significative le contraste jusqu'à un niveau de 10 zodis pour les deux distances d'étoile. À partir de 100 zodis, il ne permet plus de détecter des Jupiters à 5 UA et des Neptunes pour une distance de 10 pc et commence à limiter la détection des Neptunes et super-Terres à 3 pc. Pour des temps de pose plus courts que 200 h, la valeur seuil de l'intensité de l'exodisque sera plus petite, car l'impact du bruit de photon relativement au signal mesuré sera plus important.

III.2.4 Performance en fonction du type stellaire

Je teste maintenant l'impact du bruit de photon de l'étoile hôte sur la détection de planètes pour trois types spectraux (G2, A0 et M0). Pour ces simulations, je suppose un temps d'intégration maximal de 200 h, un exodisque d'intensité équivalente à la lumière zodiacale et les séparations planétaires de la table III.2.4. En utilisant ces valeurs de séparation dans l'équation (III.2.3), j'en déduis les contrastes moyens sur tous les canaux spectraux des planètes. La figure III.2.6 représente les niveaux de détection à 5 σ pour plusieurs distances d'étoile (3, 10 et 20 pc).

Pour une étoile de type solaire (en haut à gauche), SPICES peut observer des planètes géantes gazeuses et glacées ainsi que des super-Terres avec des séparations plus petites qu'environ 7, 3 et 2 UA respectivement pour une distance de 3 pc. À 10 pc, les planètes détectées sont des Jupiters à des séparations 2–6 UA. Aucune planète n'est détectée à 5 σ à des distances plus grandes que 10 pc. La détection des planètes de séparation petite (0,8–2 UA) est limitée à des étoiles plus proches que 4–10 pc par la résolution angulaire de l'instrument.

Quant aux étoiles A0 (en haut à droite), le domaine des séparations planétaires est limité à 10 UA, et celui des distances à 20 pc. Mon étude est basée sur des modèles d'atmosphères calculés pour des valeurs discrètes de séparation autour d'une étoile analogue au Soleil. En particulier, Cahoy et al. (2010) ont considéré une séparation minimale de 0,8 UA. La distance de luminosité équivalente pour une étoile A0 est 4,2 UA. Même si je ne dispose pas de modèles à plus courte séparation, j'estime que des planètes joviennes peuvent être mesurées pour des distances plus courtes que 10 pc ainsi que des géantes glacées à des séparations inférieures à 2 UA.

Je termine par l'analyse des étoiles M0 (en bas). Comme elles sont faiblement lumineuses, on pourrait s'attendre à ce qu'elles ne soient pas des cibles potentielles pour le petit télescope de SPICES. Je montre qu'au contraire, ces étoiles sont particulièrement intéressantes car les contrastes des planètes sont plus favorables ($\sim 10^{-7}$ pour les planètes les plus brillantes) et permettent d'observer une plus grande variété de compositions atmosphériques dans le cas des Jupiters (nuages d'eau seuls et nuages d'eau et d'ammoniac). Les limites en séparation sont 4 UA pour les Jupiters et 1 UA pour les Neptunes et super-Terres.

En comparant mes courbes de détection à la base de données des exoplanètes décrite par Schneider et al. (2011), j'évalue qu'entre 5 et 10 planètes connues seulement seraient accessibles à SPICES (table III.2.6). Cependant, en supposant que SPICES soit sélectionné lors des prochains appels à mission de l'ESA, il ne sera probablement pas lancé avant ∼2025, et d'ici là on peut s'attendre à ce que les programmes de détection par vitesses radiales trouvent de nouvelles planètes, en particulier à plus longue période orbitale, de plus faible masse et pour des étoiles de type précoce et tardif. En effet, les programmes d'observation sont incomplets pour les types stellaires extrêmes (Udry & Santos 2007).

Dans ce chapitre, j'ai analysé les performances en contraste du concept instrumental de la

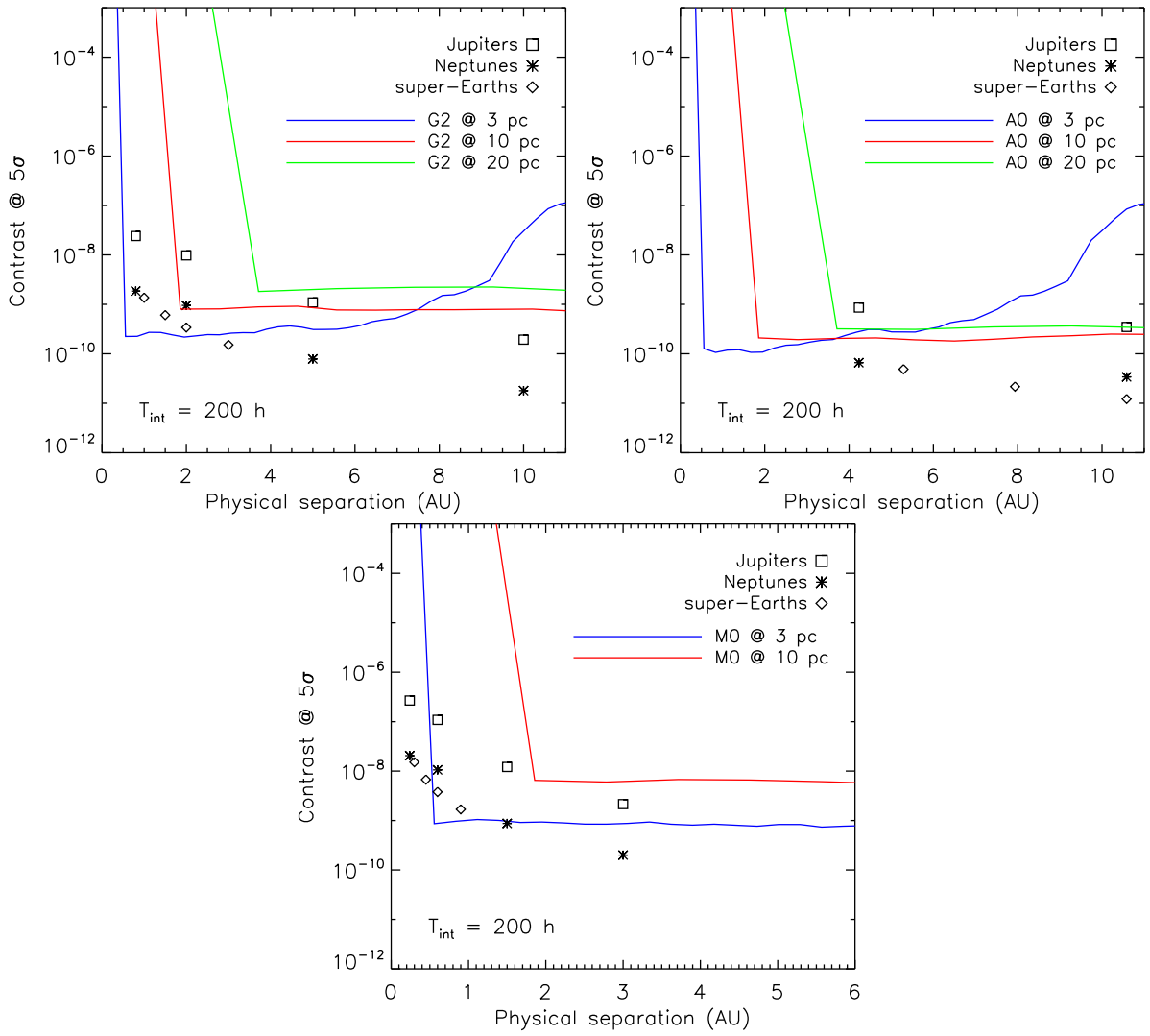

FIGURE III.2.6 – *Sensibilité de SPICES en fonction du bruit de photon de l'étoile pour un type spectral G2 (**en haut à gauche**), A0 (**en haut à droite**) et M0 (**en bas**).*

mission SPICES en fonction de différentes sources de bruit de détection : bruit de *speckles*, bruit de lecture du détecteur, bruit de photon de l'exodisque et bruit de photon de l'étoile. J'ai montré que même si le contraste instrumental (en présence de bruit de *speckles* uniquement) satisfait les contraintes fixées par les objectifs scientifiques (10^{-9}–10^{-10} à 2–4 λ/D), les performances de SPICES sont limitées par d'autres sources de bruit de détection. J'ai supposé pour ces simulations un temps de pose maximum par cible observée de 200 h. Cette valeur est un compromis entre l'obtention de hauts contrastes et la caractérisation d'un échantillon d'une centaine de planètes pendant la période de temps allouée à ce programme d'observation (3 ans, Boccaletti et al. 2012). Tout d'abord, le bruit de lecture du détecteur peut limiter le contraste pour des étoiles plus éloignées que 3 pc si son niveau est supérieur à 0,2 e- rms par pixel. Ensuite, le bruit de photon de l'exodisque empêche la détection des planètes pour des niveaux supérieurs à 10 zodis environ. J'ai ainsi confirmé les conclusions des rapports d'expertise (Lunine et al. 2008; Lawson et al. 2009; Coudé du Foresto et al. 2010; Hatzes et al. 2010). Un autre problème est le flux

TABLE III.2.6 – *Liste des exoplanètes connues potentiellement détectables (SNR ≥ 5) avec SPICES en supposant les performances du paragraphe III.2.4. Les données sont issues de l'Encyclopédie des Planètes Extrasolaires* `http://exoplanet.eu` *(consultée le 17/06/2012, Schneider et al. 2011).*

Nom	Masse (M_J)	Séparation (UA)	Distance (pc)	Type spectral de l'étoile hôte	Magnitude apparente de l'étoile hôte
ϵ Eridani b	1,55	3,39	3,2	K2	3,73
55 Cancri d	3,84	5,76	12,34	K0	5,95
υ Andromedae d	10,2	2,55	13,47	F8	4,09
υ Andromedae e	1,06	5,25	13,47	F8	4,09
47 Ursae Majoris c	0,54	3,6	13,97	G0	5,1
μ Arae e	1,81	5,24	15,3	G3	5,15
HD 190360 b	1,50	3,92	15,89	G6	5,71
HD 154345 b	1,0	4,3	18,1	G8	6,74
β Pictoris b	8	8,5	19,3	A6	3,86

de l'exodisque, qui peut perturber la caractérisation spectroscopique de planètes similaires à Neptune et des super-Terres, même pour les disques aussi faibles que celui du système solaire. Une procédure devra être élaborée pour séparer les contributions au flux mesuré de la planète et de l'exodisque. Toutefois, il s'agit d'un problème de réduction des données. Je considère par la suite que le flux moyen de l'exodisque peut être étalonné à la précision imposée par le bruit de photon. Enfin, j'ai étudié le volume d'espace accessible à la détection (SNR ≥ 5) pour trois types stellaires : G2, A0 et M0. Comme les modèles d'atmosphères que j'utilise (Cahoy et al. 2010; Stam 2008) ont été calculés en supposant une étoile de type solaire, j'ai fait l'hypothèse de la conservation du flux pour déterminer les séparation et contraste équivalents de ces modèles pour les types stellaires A0 et M0. Pour des étoiles analogues au Soleil, SPICES serait capable de détecter des Jupiters, des Neptunes et des super-Terres à des séparations inférieures à 7, 3 et 2 UA respectivement. Quant aux étoiles de type spectral A0, j'ai estimé que les limites en séparation correspondantes sont 11, 2 et 2 UA. Enfin, pour les étoile M0, ces chiffres sont 4, 1 et 1 UA. Dans le chapitre III.3, j'étudie les performances spectrométriques de SPICES pour des planètes autour d'étoiles de type solaire. Pour cette analyse, je ne considère pas le spectre modèle du Jupiter à 10 UA de Cahoy et al. (2010), étant donné que ce type de planètes n'est pas détectable par l'instrument dans le temps de pose maximum que j'ai fixé (200 h). Pour la même raison, je ne considère pas non plus les spectres modèles de Neptunes à 5 et 10 UA. Quant aux Terres, je considère uniquement des planètes à 1 UA puisqu'il s'agit de la distance modélisée par Stam (2008).

Chapitre III.3

Performance en caractérisation spectrale pour une étoile de type solaire

J'étudie dans ce chapitre la capacité de SPICES à mesurer les propriétés de spectres réalistes de planètes pour trois catégories : Jupiters (section III.3.3), Neptunes (section III.3.4) et super-Terres (section III.3.5). Je considère uniquement une étoile hôte de type G2, qui est le type spectral utilisé dans les calculs des spectres théoriques de Cahoy et al. (2010) et Stam (2008). La motivation pour cette étude est d'évaluer la faisabilité des objectifs scientifiques de la mission pour l'analyse spectrométrique des planètes froides (sections II.1.2.1.1 et II.1.2.1.2). À ma connaissance, il n'existe pas d'analyse approfondie sur les performances en caractérisation des projets de coronographes spatiaux, y compris le projet TPF-C (section I.2.4.2.2).

III.3.1 Critère de caractérisation

Je définis d'abord un critère pour la distinction des propriétés physiques des planètes à partir de leur spectre. Le problème sous-jacent est de savoir si un spectre mesuré S est reproduit par un spectre modèle parmi N modèles considérés M_i, avec i l'indice du modèle et $i = 1,2,...,N$. La réponse dépend bien sûr du bruit sur le spectre mesuré $B = S/RSB$. Je pose les critères de comparaison de S à M_i comme suit :

$$crit_i \; = \; \text{médiane}_\lambda \left(\frac{|S(\lambda) \; - \; M_i(\lambda)|}{B(\lambda)} \right) \tag{III.3.1}$$

où la médiane est calculée sur les canaux spectraux. Je choisis la médiane plutôt que la moyenne, car c'est une meilleure mesure de la qualité globale d'un spectre (50% des mesures satisfaisant le critère). Pour une mesure donnée (S, B), le spectre modèle qui reproduit le mieux le spectre mesuré est celui pour lequel le critère a la valeur la plus petite. En remplaçant la définition de B pour exprimer $crit_i$ en fonction de RSB et en supposant que ce dernier est quasiment constant sur le spectre mesuré S, j'obtiens :

$$crit_i \; = \; \text{médiane}_\lambda \left(\frac{|S(\lambda) \; - \; M_i(\lambda)|}{S(\lambda)} \right) \times RSB \tag{III.3.2}$$

Dans ce manuscrit, je me sers des spectres modèles pour évaluer les performances de SPICES et déterminer le RSB requis pour mesurer des différences entre deux spectres ne différant que par

TABLE III.3.1 – *Valeurs de RSB_r calculées à partir de l'équation (III.3.3) pour différents types de planètes et de paramètres physiques. Les longueurs d'onde considérées pour le calcul sont indiquées dans la dernière colonne.*

Planète	Paramètre	RSB_r	Région spectrale
Jupiter	0,8/2 UA	15	
Jupiter 0,8 UA	métallicité 1/3×	30	
Jupiter 2 UA	métallicité 1/3×	30	bandes du CH_4
Jupiter 5 UA	métallicité 1/3×	30	bandes du CH_4
Neptune	0,8/2 UA	15	
Neptune 0,8 UA	métallicité 10/30×	30	
Neptune 2 UA	métallicité 10/30×	25	bandes du CH_4
Terre couverte de forêts	0/50/100% de nuages	25	bande bleu
Terre couverte d'océans	0/50/100% de nuages	25	
Terre sans nuages	0/50/100% de forêts	12	bande rouge
Terre nuageuse à 50%	0/50/100% de forêts	30	bande rouge
Terre nuageuse à 100%	0/50/100% de forêts	220	bande rouge

la valeur de la propriété analysée. Par exemple, deux spectres modèles de planètes géantes pour deux valeurs de métallicité (paragraphes III.3.3 et III.3.4). Pour l'étude de la couverture nuageuse et du type de surface de planètes rocheuses, je considère trois valeurs de 0, 50 et 100%. Dans ce cas, j'utilise les spectres correspondant aux valeurs 100% et 50% (100% et 50% de nuages, 100% et 50% de forêts) pour le calcul du RSB. Ainsi, $S = M_1$ and $M_i = M_2$ dans l'équation (III.3.2). Par la suite, je fais l'hypothèse que les spectres modèles sont différenciés quand leur différence a un niveau dix fois supérieur à celui du bruit mesuré, autrement dit $crit_i = 10$. En inversant l'équation (III.3.2) et en notant la valeur du RSB requis RSB_r, je peux finalement écrire :

$$RSB_r \;=\; 10 \;\times\; \frac{1}{\text{médiane}_\lambda \left(\frac{|M_1(\lambda) - M_2(\lambda)|}{M_1(\lambda)} \right)} \tag{III.3.3}$$

Par exemple, quand j'étudierai les signatures spectrales de la métallicité (paragraphes III.3.3 et III.3.4), M_1 sera le modèle de métallicité la plus faible et M_2 celui de métallicité la plus élevée.

Quand je compare les spectres planétaires entre eux (figures II.1.5 et II.1.6, droite), je constate que les signatures spectrales des propriétés physiques sont plus ou moins marquées selon la longueur d'onde. Ainsi, la métallicité renforce les bandes d'absorption du méthane (figure II.1.5), alors que les couvertures en nuage et surface modifient le spectre aux longueurs d'onde bleues et rouges respectivement (figure II.1.6, droite). Dans la table III.3.1, j'indique les valeurs de RSB_r et les longueurs d'onde considérées pour le calcul. J'insiste sur le fait que les valeurs de RSB_r concernent le spectre de la planète la plus brillante (modèle M_1) pour chaque propriété analysée : par exemple, les planètes de plus faible métallicité pour les Jupiters et Neptunes (paragraphes III.3.3 et III.3.4) et les planètes entièrement couvertes de nuages pour les super-Terres (paragraphe III.3.5). Je me référerai souvent à cette table pour les analyses des paragraphes III.3.3 à III.3.5.

TABLE III.3.2 – *Distance maximale de l'étoile pour laquelle SPICES résout la séparation d'une planète à la longueur d'onde centrale (séparation physique correspondant à une séparation angulaire de 2 λ/D à la longueur d'onde centrale 0,675 μm).*

a (UA)	d (pc)
0,8	4
1	5
2	10
5	25

III.3.2 Hypothèses des simulations

Je décris brièvement les hypothèses que j'utilise pour les simulations. Pour chaque propriété analysée, je trace l'évolution du RSB mesuré sur le spectre simulé (que je note $RSB_{\rm m}$ dans la suite) de la planète la plus brillante (paragraphe III.3.1) en fonction du temps de pose pour différentes distances de l'étoile. Je suppose un temps de pose maximum de 200 h (soit ∼8 jours, section III.2.3). La dépendance de $RSB_{\rm m}$ avec le temps d'exposition varie en fonction de la position de la planète dans le champ de *speckles* de l'étoile et de l'intensité de celle-ci. On peut s'attendre à deux comportements. Si le bruit dominant est le bruit de *speckles*, alors $RSB_{\rm m}$ sera une fonction constante du temps d'exposition. S'il s'agit du bruit de photon, alors $RSB_{\rm m}$ évoluera comme la racine carrée du temps d'intégration. J'ajuste donc des lois de puissance aux différentes séries de points de mesure.

> Si $RSB_{\rm m}$ atteint la valeur requise $RSB_{\rm r}$ pour la distance maximale pour laquelle la planète est résolue (table III.3.2), je trace les spectres simulés avec les barres d'erreur correspondant à ce cas. Si le critère n'est pas vérifié pour cette distance, je les trace pour la distance maximale à laquelle le signal de la planète est plus important que le bruit de photon des résidus stellaires.

J'effectue ces simulations pour cinq réalisations de champ de *speckles*, puis je moyenne les $RSB_{\rm m}$ obtenus pour minimiser l'influence d'une réalisation optimiste ou pessimiste de ce dernier. Je rappelle que le bruit de *speckles* est dû aux défauts de l'instrument et qu'il évoluera lentement avec le temps d'intégration (temps caractéristique de quelques minutes à quelques heures). Je suppose que les cinq réalisations de bruit de *speckles* donnent une estimation correcte des variations de ce dernier sur un temps de pose de 200 h. J'utilise ces réalisations pour tous les exemples traités dans les sections suivantes pour réduire les temps de calcul. Cependant, je change les réalisations des bruits de photon et de lecture ainsi que de la carte de la réponse des pixels du détecteur à chaque simulation. Je montre à la figure III.3.1 les spectres théoriques (traits pleins) et mesurés (symboles) pour cinq réalisations de bruits différentes pour deux niveaux de $RSB_{\rm m}$: 30 (gauche, Jupiter à 2 UA) et 10 (droite, Terre de 2,5 $R_{\rm T}$ à 1 UA). Noter les échelles des ordonnées différentes des graphiques, l'une linéaire à gauche et l'autre logarithmique à droite.

Pour la mesure du flux des planètes, je fais l'hypothèse que leur position dans l'image est parfaitement connue. J'intégre le flux en utilisant des ouvertures de diamètre 1 λ/D (largeur de la FEP) pour chaque canal spectral. La largeur de l'ouverture augmente proportionnellement à la longueur d'onde. Les barres d'erreur à 1 σ que je montre dans les figures des paragraphes

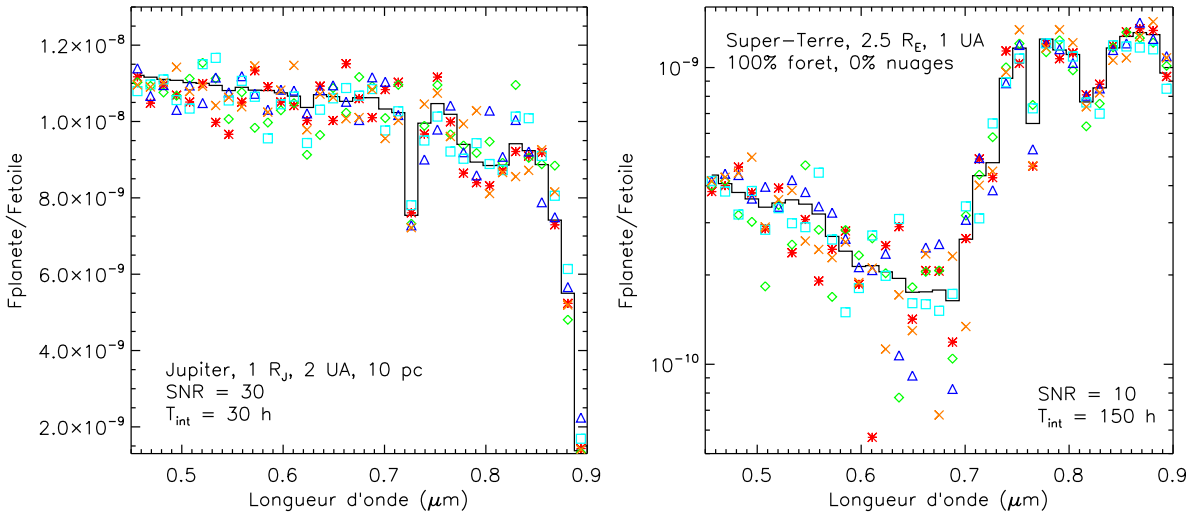

FIGURE III.3.1 – *Dispersion des mesures de flux des cinq réalisations de bruits (speckles, détection) pour deux niveaux de RSB_{m} : 30 pour un spectre de Jupiter à 2 UA à 10 pc en 30 h de pose (**gauche**) et 10 pour un spectre de Terre de 2,5 R_{T} à 1 UA à 5 pc en 150 h de pose (**droite**). Noter les échelles des ordonnées différentes pour les graphes : l'échelle est linéaire à gauche et logarithmique à droite.*

suivants tiennent compte des réalisations des bruits de *speckles* et de détection (photon, de lecture et variation de la réponse des pixels du détecteur).

III.3.3 Jupiters

Je commence mon étude par le type de planètes qui sera le plus facile à analyser pour SPICES au vu des performances en détection discutées au paragraphe III.2.4. Les propriétés de ces modèles sont indiquées dans la table III.2.2. Je montre à la figure III.3.2 l'évolution en fonction du temps d'intégration de RSB_{m}, le RSB médian sur les canaux spectraux mesurés sur les spectres simulés (paragraphe III.3.2), pour les différents cas de planètes traités dans cette section. Je rappelle que j'ai montré au paragraphe III.2.4 que SPICES ne pourrait pas détecter des Jupiters à des séparations au-delà de 6–7 UA avec un RSB ≥ 5 en 200 h pour des étoiles de type solaire. J'ai représenté les points de mesure pour quelques valeurs du temps d'intégration ainsi que les barres d'erreur à 1 σ. J'ai calculé ces barres d'erreur par l'écart-type des mesures sur les cinq réalisations de bruits discutées plus haut. Je trouve des exposants proches de 0,5 pour la loi d'évolution de RSB_{m} en fonction du temps de pose. Ceci signifie que pour les cas simulés dans cette section, la limitation sur RSB_{m} est le bruit de photon. Je constate aussi que RSB_{m} croît d'autant plus vite que l'intensité de la planète est importante (séparation à l'étoile plus petite et/ou distance à la Terre plus proche). J'utilise les courbes de la figure III.3.2 pour déterminer les temps de pose requis pour distinguer les propriétés spectrales étudiées ci-dessous.

Comme expliqué dans le chapitre de présentation de la mission SPICES (chapitre II.1), les planètes cibles auront été détectées par vitesses radiales et astrométrie, donc on connaîtra leur orbite et leur position projetée sur le ciel à une époque donnée. Cependant, l'astrométrie n'a permis que de confirmer que quelques planètes préalablement découvertes par une autre méthode (section I.1.2.1). Supposons que SPICES observe une planète détectée uniquement par les vitesses radiales. Dans ce cas-là, l'inclinaison de cette dernière sera inconnue. Bien que l'imagerie directe

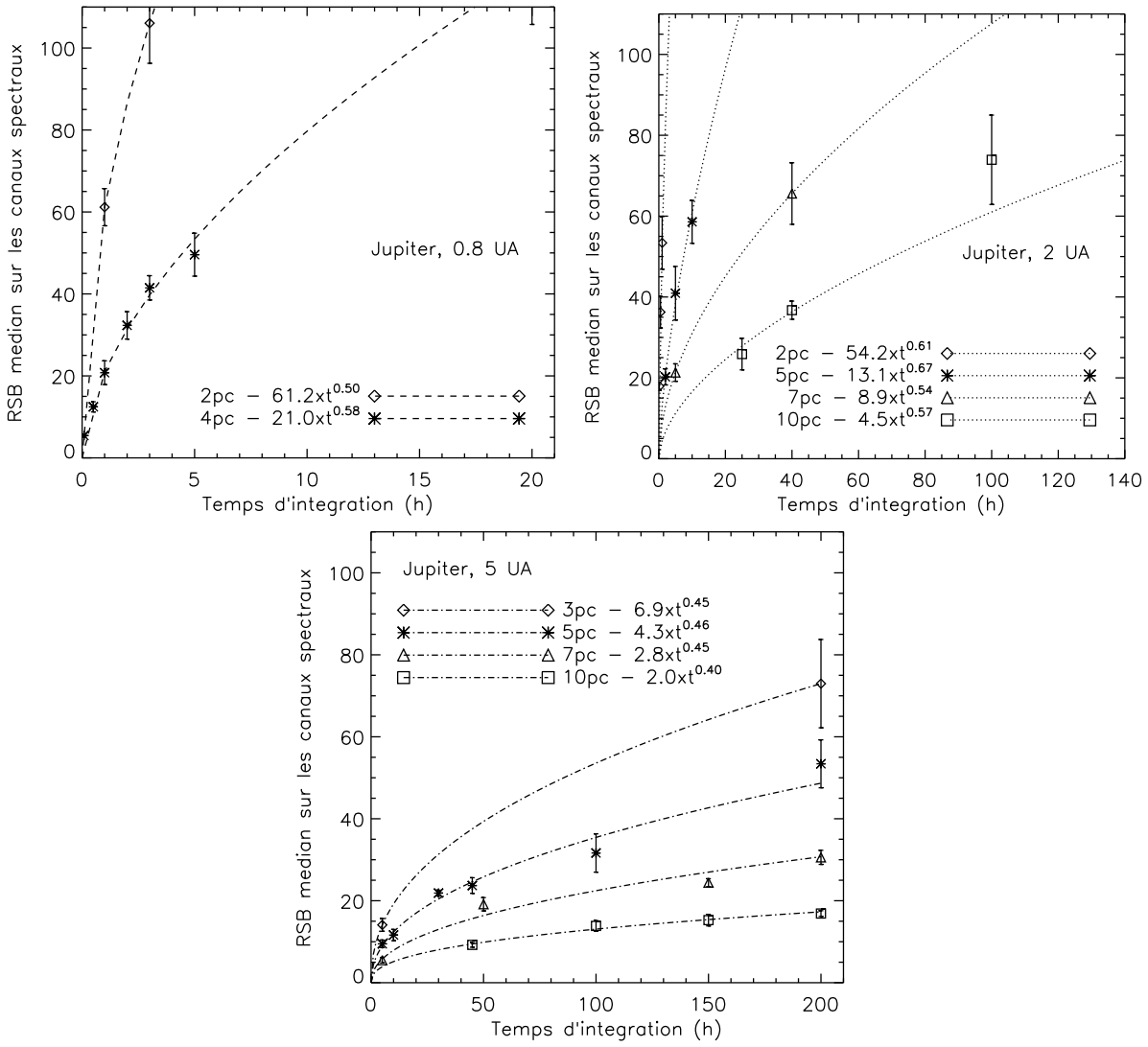

FIGURE III.3.2 – *Évolution du RSB médian mesuré ($RSB_{\rm m}$) en fonction du temps d'intégration pour des planètes géantes gazeuses de 1 $R_{\rm J}$.*

soit capable de contraindre ce paramètre, ceci requiert plusieurs images couvrant une portion significative de l'orbite et un RSB élevé (voir par exemple Chauvin et al. 2012, pour une étude de l'orbite de β Pictoris b). Cependant, l'observation par imagerie directe d'une planète est plus facile quand celle-ci est proche de la quadrature, ce qui n'est pas particulièrement favorable pour une détermination précise de l'inclinaison donc de l'orbite. En tenant compte du fait que l'excentricité des exoplanètes peut être importante (excentricité médiane de 0,3 pour les planètes de demi-grand axe >0,065 UA, Udry & Santos 2007), ceci m'amène à conclure que la séparation physique de la planète à l'étoile en un point précis de l'orbite sera peu contrainte. Or pour une orbite excentrique, l'albédo d'une planète peut dépendre fortement de sa position orbitale. Par exemple, pour une étoile de type solaire, une planète géante gazeuse de demi-grand axe 1,5 UA et d'excentricité 0,5 pourrait présenter une atmosphère sans nuages près de son périhélie (0,75 UA) et une atmosphère avec des nuages près de son aphélie (2,25 UA) (voir figure II.1.5). La caractérisation spectroscopique pourrait aider à lever la dégénérescence entre ces paramètres,

si les différences spectrales sont assez grandes pour pouvoir être détectées avec un bon RSB en un temps inférieur à 200 h (limite fixée à la section III.2.3). En considérant les spectres théoriques du graphique de gauche de la figure II.1.5, je note que la différence fondamentale entre les spectres de Jupiters avec une atmosphère sans nuages (0,8 UA) et une atmosphère avec nuages (2 UA) est que le premier présente une pente négative, qui est due à la diffusion Rayleigh, alors que le second a un contraste quasiment constant avec la longueur d'onde, à l'exception des bandes moléculaires. Les écarts sont plus importants dans le domaine bleu du spectre, où l'effet de la diffusion Rayleigh est le plus important ($\propto 1/\lambda^4$). Je m'attends donc à ce que les spectres soient le mieux séparés dans ce domaine de longueurs d'onde. En appliquant le critère que j'ai défini à l'équation (III.3.3), je trouve qu'il faut $RSB_{\rm r} = 15$ pour distinguer entre ces deux caractéristiques (table III.3.1). Cette performance est atteinte en 30 min pour une planète à 4 pc (figure III.3.2). Cette distance correspond à la distance maximale pour laquelle la résolution angulaire de SPICES lui permet d'observer une planète à 0,8 UA de son étoile. Je rappelle que je choisis la distance maximale pour laquelle la planète est séparée angulairement, à moins que le critère de caractérisation $RSB_{\rm r}$ ne soit pas satisfait pour un temps d'intégration de 200 h. Je trace les spectres mesurés en sortie de la simulation (symboles) avec les barres d'erreur à 1 σ ainsi que les spectres théoriques correspondants (traits pleins) dans le graphique en haut à gauche de la figure III.3.3. Comme attendu, c'est aux courtes longueurs d'onde que l'on peut distinguer les spectres sans ambiguïté. Ainsi, SPICES serait capable de mesurer la diffusion Rayleigh et d'apporter des contraintes sur la séparation étoile-planète pour des objets de séparation inférieure à 2 UA. Toutefois, je note que cette mesure ne serait possible que pour quelques systèmes planétaires, à cause de la résolution angulaire limitée de l'instrument ($\gtrsim$0,2″).

J'analyse maintenant les performances de SPICES à mesurer les différences spectrales entre des modèles de planètes de métallicité égale à 1 et 3 fois la métallicité solaire pour des séparations à l'étoile de 0,8, 2 et 5 UA. Ce sont les valeurs modélisées par Cahoy et al. (2010) (table III.2.2). Le critère de l'équation (III.3.3) indique $RSB_{\rm r} = 30$ pour toutes les séparations (table III.3.1). Pour les Jupiters à 0,8 UA, cette valeur est satisfaite pour tout l'intervalle de distance sur lequel une telle planète peut être résolue ($\lesssim$4 pc). Pour 4 pc, les différences entre les spectres sont mesurées à 10 fois le niveau du bruit dans la partie bleue après un temps d'intégration de 2 h (figure III.3.3, en haut à droite). De même, le critère est vérifié pour une planète à 2 UA à la distance maximale pour laquelle elle est résolue ($\sim$10 pc). Après 30 h de pose, je distingue les différences de métallicité entre les spectres dans les bandes d'absorption du méthane à 0,73 et 0,89 μm (dans la partie bleue pour cette dernière), là où les différences sont les plus importantes (figure III.3.3, en bas à gauche). Pour une planète à 5 UA, le critère $RSB_{\rm r} = 30$ n'est pas vérifié en 200 h pour des distances supérieures à 7 pc (figure III.3.2, bas). Les spectres sont séparés dans les bandes d'absorption du méthane (0,62, 0,73 et 0,89 μm) en 200 h pour une distance de 7 pc (figure III.3.3, en bas à droite). Je remarque que, pour les séparations 0,8 et 5 UA, les effets de la métallicité peuvent produire une variation de flux peu dépendante de la longueur d'onde, similaire à ce que l'on obtiendrait en faisant varier le rayon de la planète. La détermination du rayon d'une planète à partir de la mesure de son spectre est un point particulièrement délicat que je discute au chapitre III.4. Je rappelle que pour mes simulations de performance spectrométrique, j'ai supposé que le rayon de la planète était connu par une autre méthode, comme les relations masse-rayon théoriques (paragraphe III.2.1.2). La situation est différente pour une séparation de 2 UA, où la métallicité ne modifie le spectre significativement que dans les bandes moléculaires. De cette étude, je conclus que SPICES pourrait mesurer des enrichissements en métallicité de l'atmosphère aussi petits qu'un facteur 3 pour toutes les planètes de type Jupiter situées entre 0,8 et 2 UA d'une étoile de type solaire et résolues angulairement. À cause de la rapide diminution du contraste avec la séparation de la planète à l'étoile (figure III.2.2, droite),

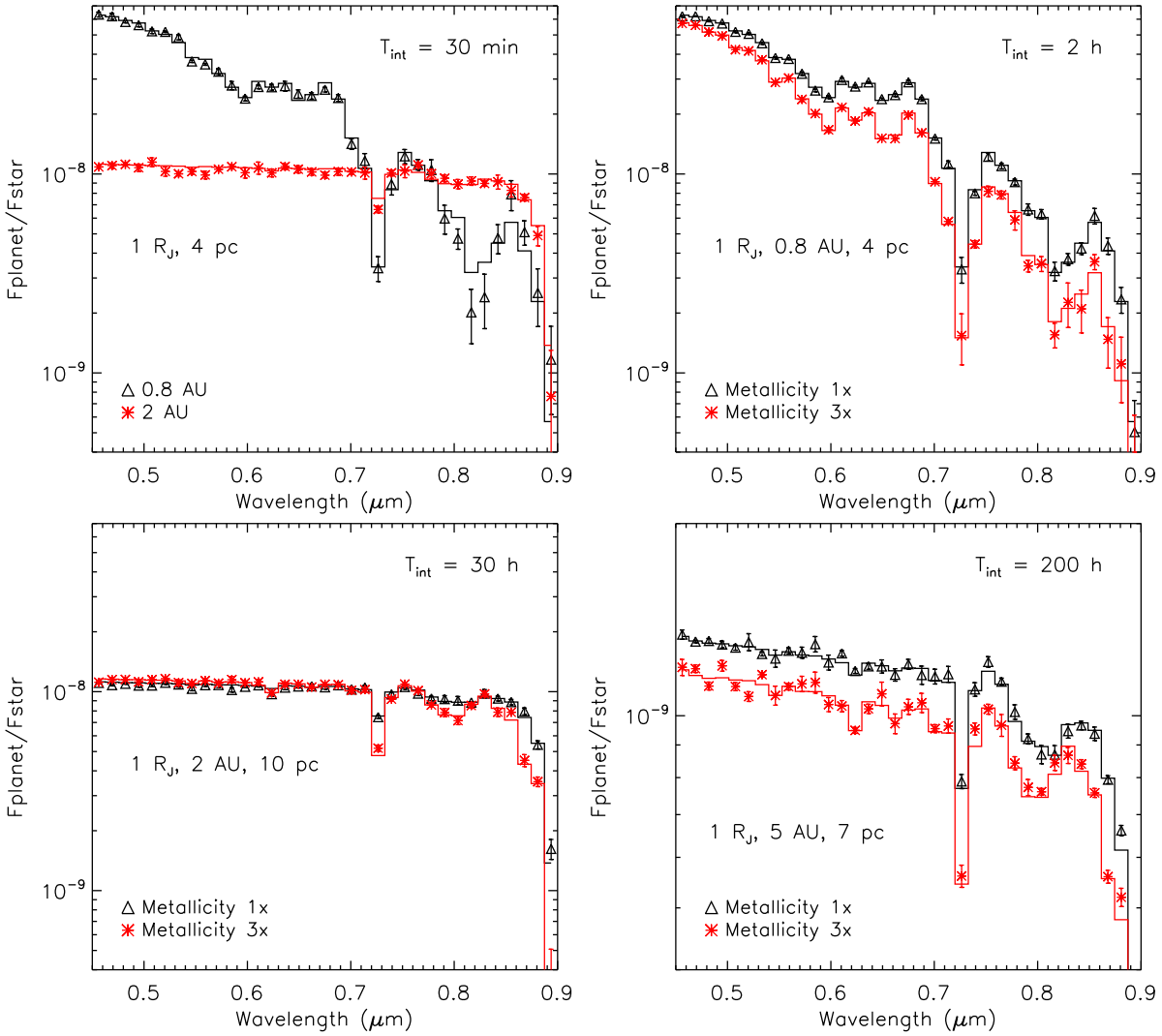

FIGURE III.3.3 – *Spectres mesurés (symboles) et théoriques (traits pleins) pour différents modèles de planètes analogues à Jupiter.*

les planètes à 5 UA d'étoiles solaires ne seront accessibles que pour des distances plus proches que 7 pc, en supposant un temps d'intégration maximum de 200 h.

III.3.4 Neptunes

J'ai montré à la section III.2.4 que la sensibilité de SPICES lui permettrait de détecter des planètes géantes glacées à moins de 3 UA d'étoiles G2. La table III.2.2 donne les valeurs des paramètres analysés par Cahoy et al. (2010). La figure III.3.4 est similaire à la figure III.3.2 mais pour les modèles de planètes analogues à Neptune discutés dans cette section. J'utilise cette figure pour déterminer les temps de pose mentionnés ci-dessous. D'après l'équation (III.3.3), la distinction entre les pentes des spectres de planètes sans et avec nuages (0,8 et 2 UA respectivement, voir le panneau en haut à gauche de la figure III.3.5) requiert $RSB_{\mathrm{r}} = 15$ en considérant toute la bande spectrale (table III.3.1). Pour une distance maximale de 4 pc (limite

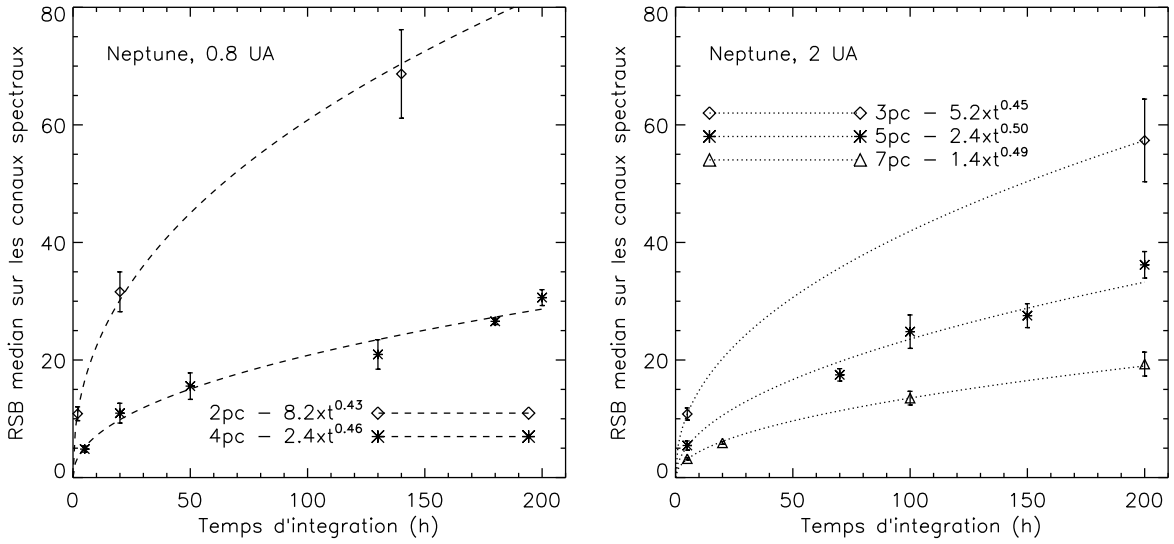

FIGURE III.3.4 – *Évolution de RSB_{m} en fonction du temps d'intégration pour des planètes géantes glacées de 1 R_{N}.*

de résolution), SPICES atteint cette valeur en 50 h de pose. Comme pour les Jupiters, je conclus que l'instrument pourrait analyser la diffusion Rayleigh pour toutes les Neptunes orbitant des étoiles analogues au Soleil à moins de 4 pc (quelques unités seulement). Cette limitation est imposée par la résolution instrumentale. Je trace les spectres mesurés de ces deux planètes dans le cas particulier d'une distance de 4 pc dans la figure III.3.5 (en haut à gauche) ainsi que les spectres théoriques pour comparaison. Je mesure les différences spectrales pour des longueurs d'onde inférieures à 0,68 μm. Au-delà, les mesures sont trop bruitées pour pouvoir distinguer les spectres.

Je teste maintenant les effets de la métallicité pour des valeurs de 10 et 30 fois la métallicité solaire. Je rappelle que ces valeurs sont celles étudiées par Cahoy et al. (2010) (table III.2.2). De même que les Jupiters, le facteur d'enrichissement en métallicité a un effet sur tout le spectre pour une séparation de 0,8 UA, alors qu'il ne modifie que les bandes d'absorption pour une séparation de 2 UA (figure II.1.5, droite). Le critère sur le RSB vaut $RSB_{\mathrm{r}} = 30$ en considérant tout le domaine de longueurs d'onde des spectres de planètes à 0,8 UA (table III.3.1). Celui-ci est atteint pour un temps de pose de 200 h à 4 pc, la distance maximale à laquelle la séparation étoile-planète est résolue par l'instrument. Les différences spectrales sont détectées aux longueurs d'onde inférieures à 0,65 μm (figure III.3.5, en haut à droite). Pour un Neptune à 2 UA, je trouve $RSB_{\mathrm{r}} = 25$ dans les bandes d'absorption du méthane, ce qui correspond à un temps d'intégration de 100 h pour une distance de 5 pc (table III.3.1 et figure III.3.5, en bas). L'enrichissement en métallicité est effectivement mesuré pour les bandes à 0,62 et 0,66 μm ainsi que sur les bords de la bande profonde à 0,79 μm. En supposant un temps de pose maximal de 200 h, SPICES pourrait analyser le spectre de toutes les géantes glacées autour d'étoiles de type solaire à moins de 6 pc.

III.3.5 Super-Terres

Je termine mon analyse des performances spectrométriques de SPICES par les planètes les plus difficiles à détecter (section III.2.4), les super-Terres. En particulier, je m'intéresse à la

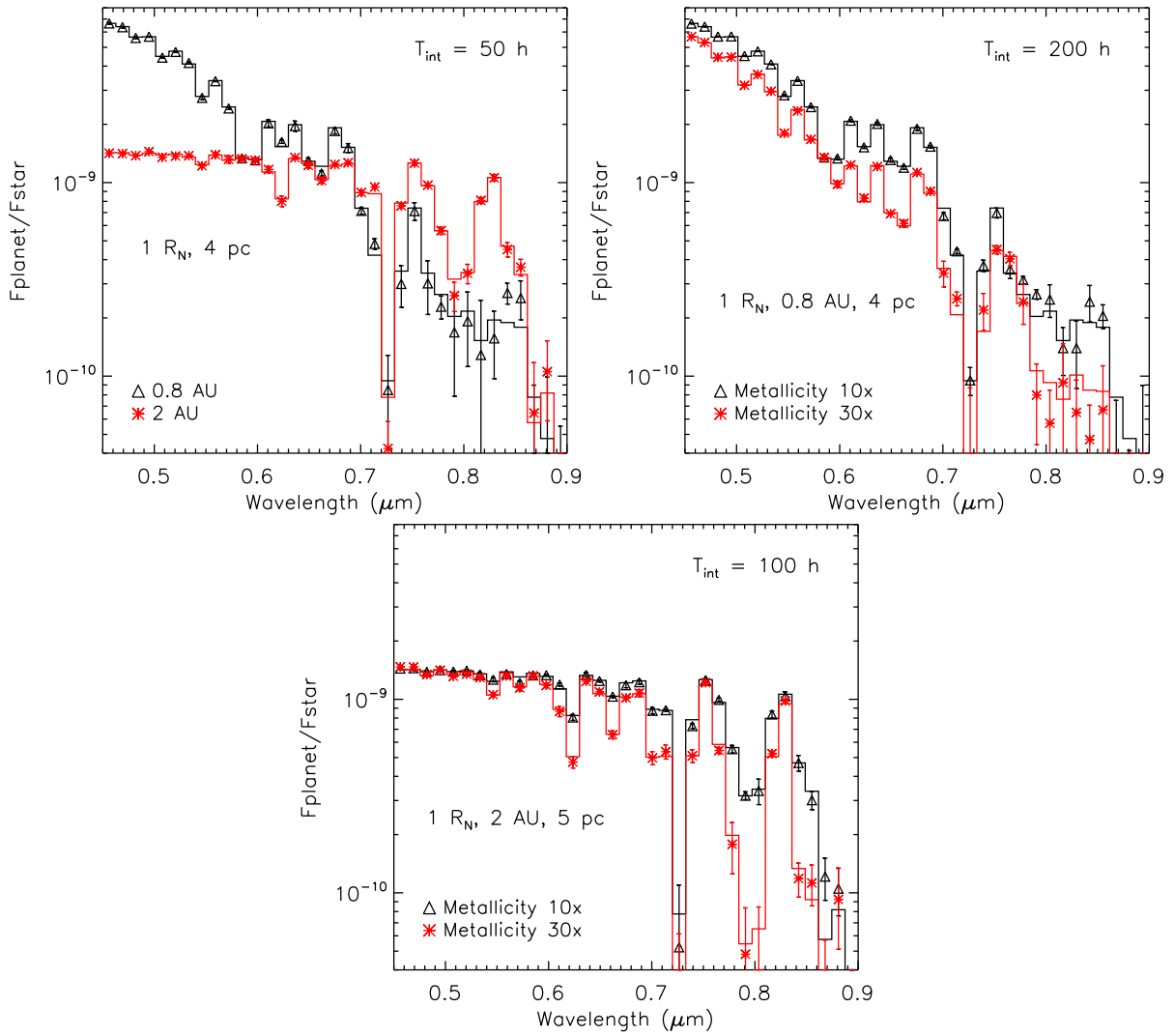

FIGURE III.3.5 – *Spectres mesurés (symboles) et théoriques (traits pleins) pour différents modèles de planètes analogues à Neptune.*

possibilité de mesurer la couverture nuageuse et le type de surface de planètes situées à 1 UA de leur étoile. Il s'agit de la séparation étudiée par Stam (2008) (table III.2.3). Cette auteure a modélisé des spectres pour des planètes de composition homogène en nuages et en surface (planètes entièrement couvertes de forêts ou d'océans et avec ou sans nuages). Pour simuler des spectres de planètes de composition hétérogène, je calcule une moyenne pondérée des spectres des modèles homogènes. J'ai considéré pour chacune de mes études trois spectres modèles, par exemple 0, 50 et 100% de nuages pour l'analyse correspondante. Je calcule alors le critère $RSB_{\rm r}$ en me basant sur les spectres avec des valeurs 100% et 50%. La figure III.3.6 représente $RSB_{\rm m}$ en fonction du temps d'intégration pour les cas de planètes que je considère par la suite. La distance maximale des planètes accessibles par SPICES est limitée à 5 pc par sa résolution angulaire (2 λ/D, table III.3.2). Par conséquent, les résultats présentés ci-dessous concernent quelques étoiles G2.

La première propriété que je teste est la couverture nuageuse pour un type de surface donné (forêt ou océan). Je considère d'abord une surface entièrement couverte de forêts. En observant

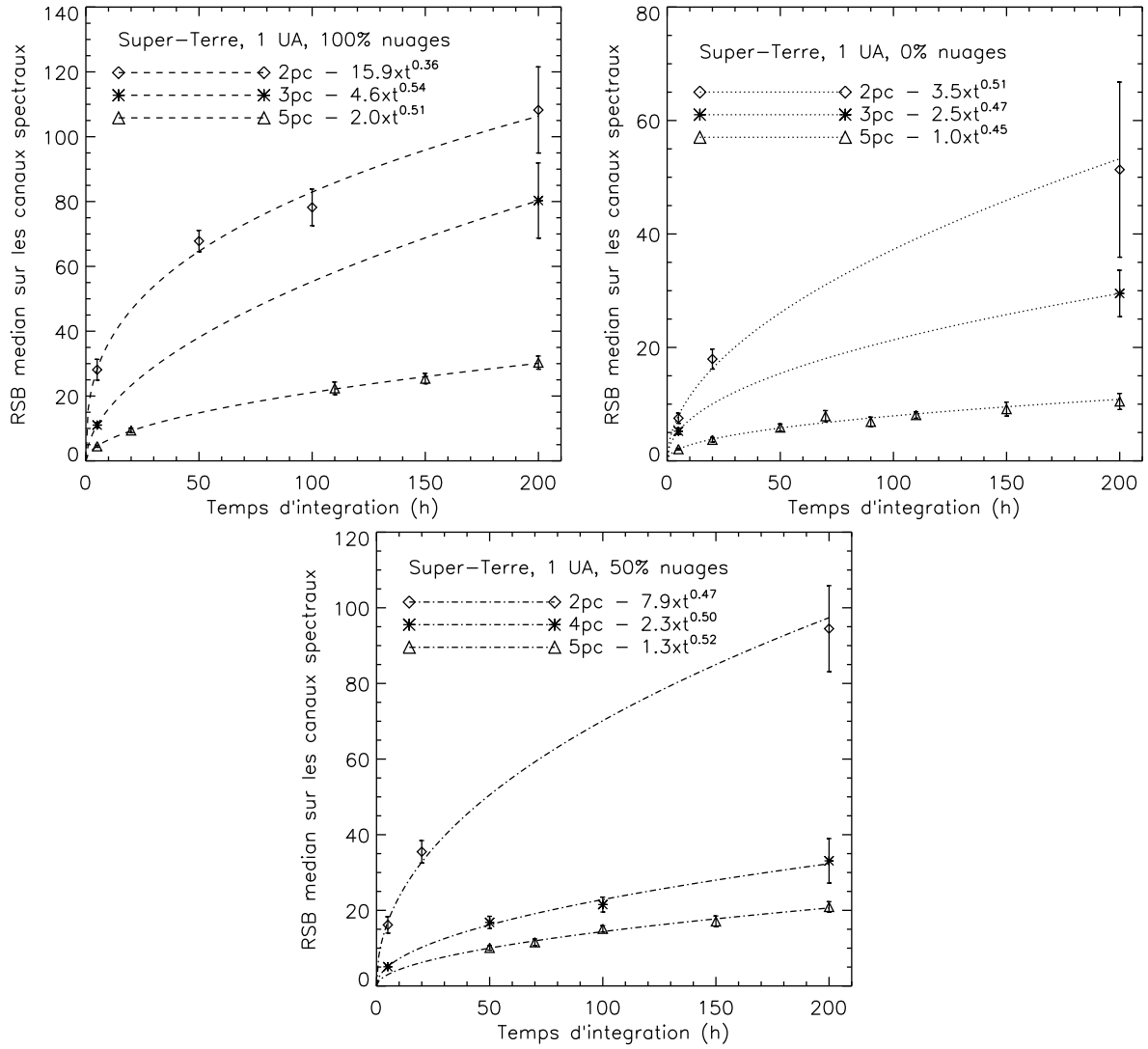

FIGURE III.3.6 – *Évolution de RSB_{m} en fonction du temps d'intégration pour des planètes telluriques de 2,5 R_{T} couvertes entièrement de forêts à une séparation de 1 UA d'une étoile G2.*

les spectres modèles tracés en trait plein dans le panneau en haut à gauche de la figure III.3.7 pour des couvertures en nuages de 100% et 50%, je note que les effets de ceux-ci sont plus marqués aux longueurs d'onde courtes, à cause de la forte réflectance de la végétation au-delà de 0,7 μm (le rougissement, section II.1.2.1.2). Pour mesurer les différences spectrales entre des couvertures nuageuses de 0, 50 et 100% à un niveau dix fois supérieur au bruit, je trouve $RSB_{\mathrm{r}} = 25$ sur cette partie du spectre (table III.3.1). SPICES satisfait cette contrainte pour une distance de 5 pc en un temps d'exposition de 150 h (figure III.3.7, en haut à gauche). Je rappelle que $RSB_{\mathrm{m}} = 25$ pour le spectre de la planète la plus brillante, qui est celle entièrement couverte de nuages. RSB_{m} est plus faible pour la planète à moitié couverte de nuages et celle sans nuages (17 et 9 respectivement). Malgré tout, les bandes d'absorption du dioxygène (0,76 μm) et de l'eau (0,72 et 0,82 μm) sont bien mesurées quelle que soit la couverture nuageuse ($RSB_{\mathrm{m}} > 5$ et > 15 respectivement). La bande d'absorption large de l'ozone à 0,6 μm (la bande de Chappuis) n'est mesurable que si la couverture en nuages est grande ($\gtrsim 50\%$, $RSB_{\mathrm{m}} \sim 23$). En

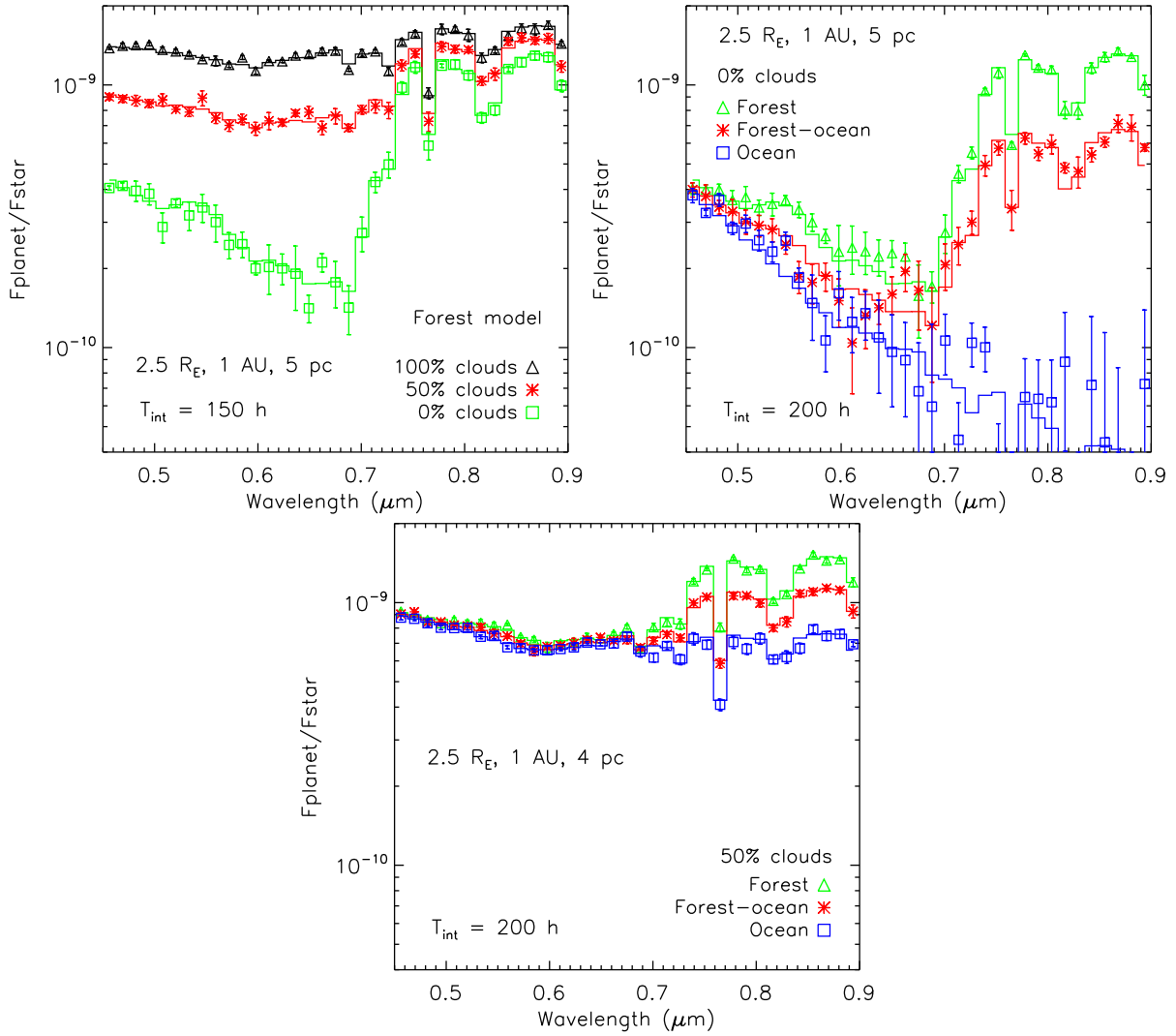

FIGURE III.3.7 – *Spectres mesurés (symboles) et théoriques (traits pleins) pour différents modèles de super-Terres de 2,5 R_T.*

supposant maintenant une surface couverte par un océan et les spectres avec 100% et 50% de nuages (figure II.1.6, droite), je constate que les effets des nuages dépendent peu de la longueur d'onde sur tout le domaine spectral, à cause du faible albédo de l'océan. Je trouve $RSB_r = 25$ (table III.3.1) et je m'attends à trouver un temps de pose similaire au cas de la surface couverte de forêts. La raison est que les spectres des planètes entièrement nuageuses sont quasiment identiques quelle que soit la surface sous-jacente (figure II.1.6, droite). Ainsi, toutes les super-Terres à 1 UA séparées par l'instrument pourront être étudiées.

La deuxième propriété que j'analyse est la signature spectrale du type de surface en fonction du pourcentage de nuages. Quelle que soit la couverture nuageuse, je note que cette signature est plus marquée dans le domaine des grandes longueurs d'onde (figure II.1.6, droite). Cependant, les différences spectrales sont plus importantes quand la couverture nuageuse est partielle. Je considère trois cas génériques de planète : la première couverte de forêts sur toute sa surface, la deuxième composée d'un mélange égal de forêts et d'océans, et la troisième couverte d'un océan sur toute sa surface. Pour le cas de planètes sans nuages, l'application du critère de l'équa-

tion (III.3.3) donne $RSB_{\mathrm{r}} = 12$ sur le spectre de la planète entièrement couverte de végétation (table III.3.1). RSB_{m} est supérieur à 12 en un temps de pose de 200 h pour le cas le plus défavorable d'une planète à 5 pc (figure III.3.7, en haut à droite). Ainsi, toutes les super-Terres à 1 UA d'une étoile de type solaire résolues par SPICES sont accessibles à la caractérisation. Pour les planètes à moitié couvertes de nuages, les effets de surface sont plus difficiles à mesurer et requiert $RSB_{\mathrm{r}} = 30$ (table III.3.1). Le temps d'intégration dépasse la limite maximale de 200 h pour une cible à 5 pc, restreignant l'échantillon des planètes à 4 pc (figure III.3.7, en bas). Les bandes d'absorption de l'eau et de l'oxygène moléculaire ainsi que le rougissement peuvent encore être détectées ($RSB_{\mathrm{m}} > 21$, 11 et 26 respectivement). Pour une couverture totale en nuages, l'identification du type de surface est définitivement exclue pour SPICES, car ceci demande $RSB_{\mathrm{r}} = 220$ (table III.3.1), une performance hors de portée d'un petit télescope de 1,5 m de diamètre en un temps d'exposition réaliste (figure III.3.6, en haut à gauche). Dans le cas très favorable d'une étoile solaire à 2 pc (α Centauri A est le seul astre connu), l'instrument atteint $RSB_{\mathrm{m}} \sim$110 en 200 h. Ceci permet de séparer les cas extrêmes de deux planètes complètement couvertes de forêts pour l'une et d'océans pour l'autre.

De cette étude sur les capacités de SPICES à mesurer différentes propriétés de planètes en orbite autour d'étoiles analogues au Soleil à partir du spectre, je conclus qu'un RSB d'au moins 30 sur les mesures de l'instrument est nécessaire pour analyser la diffusion Rayleigh et la métallicité de planètes géantes gazeuses et glacées ainsi que la couverture nuageuse et le type de surface de planètes rocheuses. J'ai restreint mon analyse aux étoiles G2, car il s'agit du type stellaire supposé dans la modélisation des spectres. Dans le chapitre suivant, je détermine les limites de sensibilité de SPICES en termes de rayon minimum et de distance maximale des planètes caractérisables pour tous les types stellaires. Ceci me permet d'estimer un ordre de grandeur du nombre de cibles potentielles pour la mission.

Chapitre III.4

Cibles potentielles

Dans le chapitre III.3, j'ai déterminé des critères pour la mesure de propriétés planétaires à partir du spectre dans le cas de planètes de rayon fixé en orbite autour d'étoiles de type solaire. J'étends maintenant cette analyse à d'autres valeurs du rayon et type stellaire. Je décris brièvement d'abord les hypothèses que j'utilise pour cette étude (section III.4.1), puis je discute les limites de sensibilité en rayon-distance pour tous les cas de planètes traités dans le chapitre précédent pour plusieurs types stellaires (section III.4.2). Enfin, je résume l'ensemble des résultats obtenus dans une table, et je détermine un ordre de grandeur du nombre de cibles potentielles pour SPICES (section III.4.3).

III.4.1 Hypothèses de travail

Comme je l'ai expliqué au paragraphe III.3.1, les $RSB_{\rm r}$ donnés dans la table III.3.1 sont calculés pour les spectres qui ont le contraste le plus favorable : les Jupiters de métallicité solaire, les Neptunes de dix fois la métallicité solaire et les Terres complètement couvertes de forêts avec 0, 50 et 100% de nuages. Les modèles d'atmosphères ayant été calculés pour une seule valeur de rayon planétaire, je fais l'hypothèse que les structure et composition atmosphériques restent les mêmes pour toutes les gammes de rayon que je considère et, par conséquent, que le flux réfléchi par les planètes suit une loi en carré du rayon. Je suppose les valeurs de $RSB_{\rm r}$ de la table III.3.1 et un temps de pose maximal de 200 h. Je mène l'étude pour trois types stellaires (G2, A0 et M0) et toutes les séparations étoile-planète (0,8, 2, 5 et 10 UA pour les planètes géantes et 1 UA pour les Terres). Je rappelle que ces valeurs de séparation ont été calculées en supposant une étoile hôte de type solaire et que les valeurs correspondant au cas des étoiles A0 et M0 sont indiquées dans la table III.2.4. Enfin, je décris mes hypothèses sur les rayons planétaires :

- $R_{\rm p} \leq 2{,}5\ R_{\rm T}$ pour les Terres ($M_{\rm p} < 10\ M_{\rm T}$ dans la relation masse-rayon de Grasset et al. 2009) (voir le graphique de gauche de la figure III.4.1).
- $0{,}5\ R_{\rm N} \leq R_{\rm p} \leq 1{,}5\ R_{\rm N}$ soit $2\ R_{\rm T} \leq R_{\rm p} \leq 6\ R_{\rm T}$ pour les Neptunes. La limite inférieure est le rayon correspondant à la masse maximale que je suppose pour les Terres. La limite supérieure est le rayon pour la masse maximale des Neptunes $30\ M_{\rm T}$ dans la relation masse-rayon de Fortney et al. (2007) (voir le graphique de droite de la figure III.4.1).
- $0{,}5\ R_{\rm J} \leq R_{\rm p} \leq 1{,}1\ R_{\rm J}$ soit $5{,}5\ R_{\rm T} \leq R_{\rm p} \leq 12{,}5\ R_{\rm T}$ pour les Jupiters. J'ai calculé la valeur de la borne inférieure pour la masse maximale des Neptunes. La valeur de la borne supérieure est le rayon maximum d'une planète de 4,5 Ga à une séparation de 1 UA (Fortney et al. 2007). Je note que la méthode des transits trouve des planètes avec des rayons plus grands

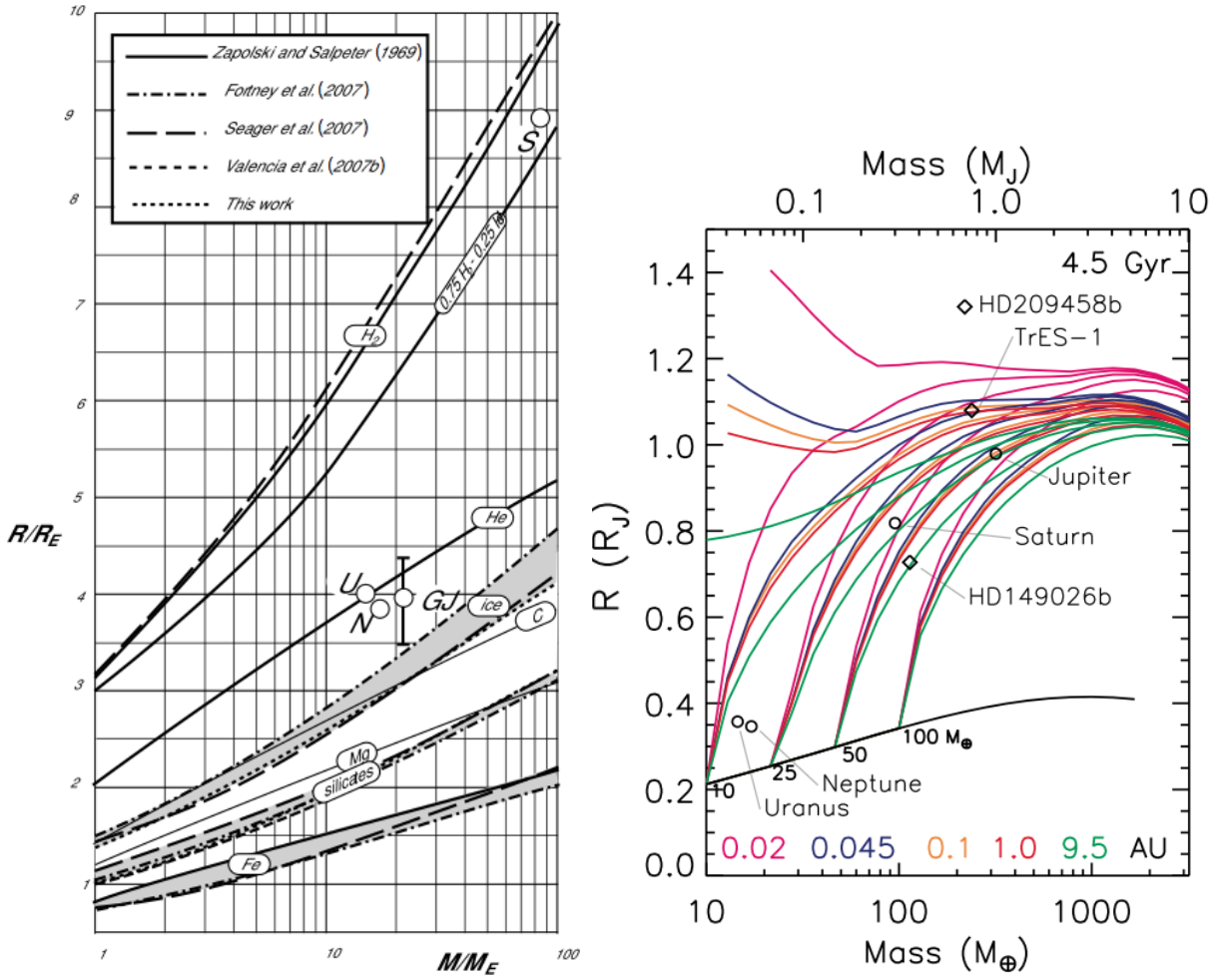

FIGURE III.4.1 – *Relations masse-rayon pour des planètes rocheuses et géantes.* ***Gauche*** *: Diagramme masse-rayon de planètes de masse comprise entre 1 et 100 M_T pour différentes compositions (indiquées par l'étiquette des courbes) et différents travaux (indiqués par le style de ligne). Les positions de Saturne, Uranus, Neptune et GJ 436 b sont montrées par des cercles.* ***Droite*** *: Diagramme masse-rayon pour des planètes géantes d'âge 4,5 Ga pour différentes valeurs de la masse du cœur rocheux exprimées en M_T (ensembles de courbes partant du même point sur la courbe noire) et de séparations autour d'une étoile de type solaire (indiquées par le code couleur). La courbe noire correspond à une planète composée de 50% de glaces et 50% de roches et enrichie à 100% en élément lourds. Les courbes ne rejoignant pas la courbe noire sont calculées pour des planètes sans cœur rocheux. Les symboles marquent la position des planètes du système solaire (cercles) et de quelques planètes observées par la méthode des transits (losanges). Pour un âge et une masse de la planète fixés, le rayon dépend de la composition chimique, de la masse du cœur et de la séparation à l'étoile. En mesurant la composition chimique des planètes, SPICES pourrait aider à contraindre leur rayon. Figures extraites de Grasset et al. (2009) et Fortney et al. (2007).*

(jusqu'à 1,8 R_J, section I.1.3.3), mais ces planètes sont très proches de leur étoile. Leur rayon anormalement grand (si on ne considère que la radiation stellaire) pourrait être expliqué par des mécanismes physiques supplémentaires (Fortney et al. 2010).

Avant d'analyser les limites en sensibilité de SPICES, je reviens sur le problème de la détermination du rayon des exoplanètes. La plupart des techniques de détection (vitesses radiales, microlentilles gravitationnelles, astrométrie) donne une mesure de la masse [45] (section I.1.2.1). Seule la méthode des transits permet une mesure directe du rayon, si le rayon de l'étoile est connu (section I.1.2.1.5). Or, en observant les diagrammes masse-rayon théoriques de la figure III.4.1, je constate qu'à une masse donnée correspondent plusieurs types de planète (géante gazeuse, géante glacée, rocheuse) selon la composition mais aussi la séparation à l'étoile et la masse du cœur rocheux (pour les géantes). Pour les planètes découvertes par imagerie uniquement, ce problème est encore plus critique, car on ne connaît ni le rayon ni la masse à partir des observations. Ces paramètres sont généralement estimés à partir de modèles d'évolution (Burrows et al. 1997; Chabrier et al. 2000; Baraffe et al. 2003). Cependant, cette estimation requiert la connaissance de l'âge de l'étoile, or cette grandeur est particulièrement difficile à évaluer. En pratique, plusieurs méthodes sont confrontées (Zuckerman & Song 2004). De plus, les modèles d'évolution ne sont pas très bien étalonnés aux âges très jeunes (<10 Ma) et ne tiennent pas compte du modèle de formation des planètes par accrétion du cœur (section I.2.3.1). Cependant, la majorité des systèmes planétaires qu'observera SPICES sont vieux (quelques Ga), donc les valeurs de masses de planètes déterminées à partir des modèles d'évolution seront moins sensibles à ce paramètre. Un avantage de l'utilisation des modèles d'évolution pour estimer les paramètres physiques d'une planète est que cette méthode est moins dépendante des hypothèses du modèle d'atmosphère (physique des nuages, déséquilibre chimique), comme l'est l'ajustement de spectres synthétiques à un spectre mesuré. Pour les planètes de HR 8799 par exemple, les modèles évolutifs prédisent des rayons de 1,1–1,3 $R_{\rm J}$, alors que l'ajustement de spectres synthétiques donne des rayons de quelques dizièmes de celui de Jupiter (Marois et al. 2008b). Dans le cas de SPICES, les cibles auront été détectées au préalable par vitesses radiales et astrométrie donc on connaîtra la masse avec une bonne précision. Toutefois, le rayon restera inconnu, or sa détermination a priori semble nécessaire au vu des dégénérescences spectrales avec la métallicité et la couverture nuageuse (sections III.3.3 et III.3.5). Un moyen est les diagrammes masse-rayon théoriques (figure III.4.1), mais ces derniers manquent d'observations de planètes à longue période orbitale de rayon connu pour les étalonner. À part les planètes du système solaire, les planètes dont le rayon est connu viennent des transits, qui ont des séparations limitées ($\lesssim$1 UA).

III.4.2 Limites de sensibilité

La figure III.4.2 montre le rayon planétaire minimum (en unités de $R_{\rm T}$) pour lequel SPICES est capable de caractériser la métallicité de planètes géantes et les couvertures en nuage et surface de planètes rocheuses.

Pour les étoiles de type G2 (en haut à gauche), SPICES peut caractériser des Jupiters avec le rayon limite inférieur que j'ai supposé (5,5 $R_{\rm T}$) à des séparations de 0,8 et 2 UA pour toutes les cibles à moins de 4 et 10 pc respectivement (limite imposée par la résolution angulaire de l'instrument). Pour un Jupiter à 5 UA, le rayon limite supérieur (12,5 $R_{\rm T}$) est atteint à une distance de 8,5 pc, puis le rayon minimum décroît de façon linéaire vers les courtes distances jusqu'à une valeur de 8 $R_{\rm T}$ à 4 pc. Ce comportement correspond à celui attendu, car j'ai supposé que le flux réfléchi des planètes est proportionnel au carré du rapport de leur rayon à leur distance. Les déviations par rapport à la linéarité observées aux courtes distances sont dues à un bruit de *speckles* de plus en plus important. En effet, quand la distance à la Terre du système étoile-planète diminue, sa séparation angulaire augmente ainsi que le niveau du bruit de *speckles*,

45. Pour les vitesses radiales, il s'agit d'une valeur minimale.

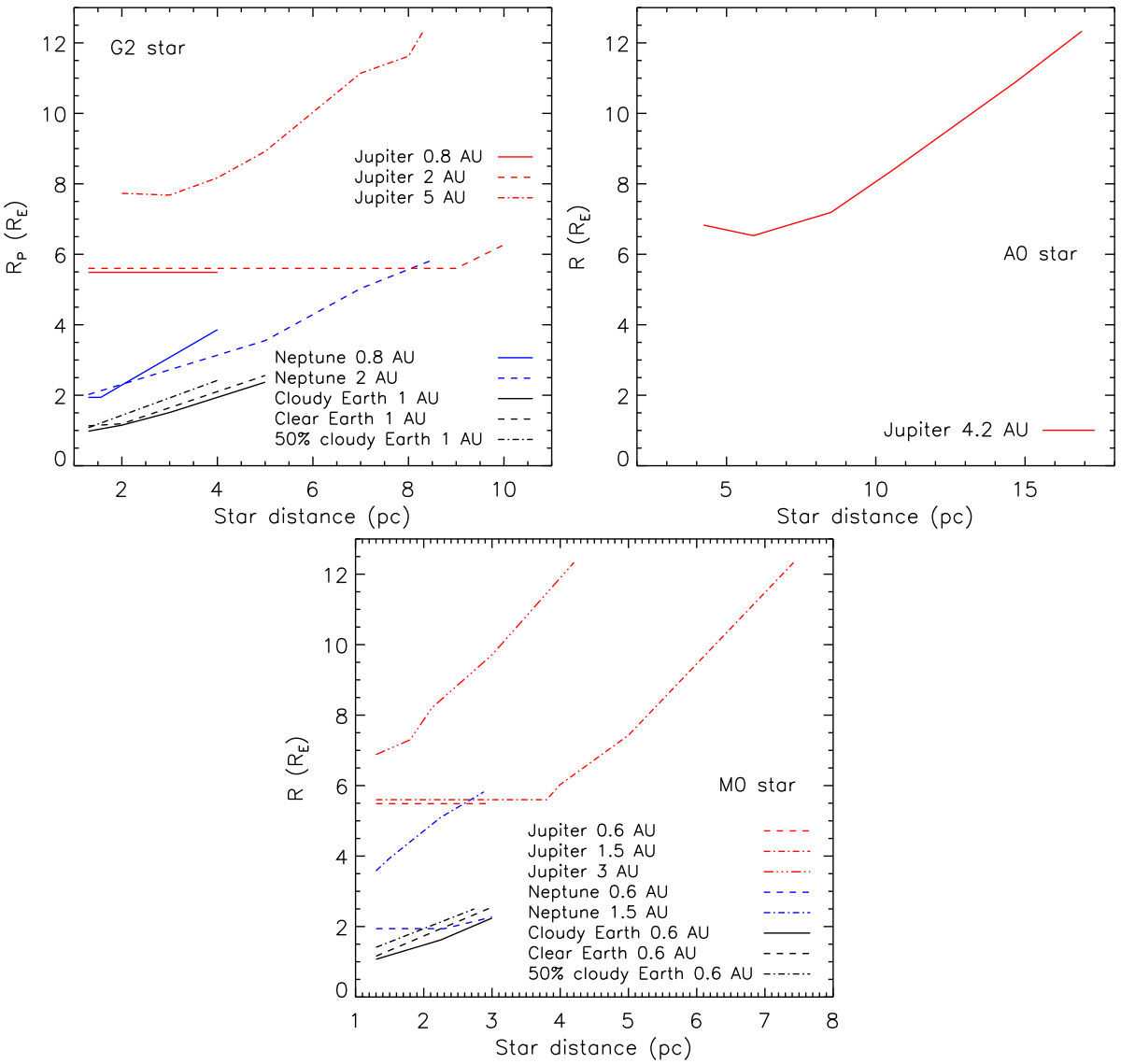

FIGURE III.4.2 – *Rayon minimal des planètes caractérisables ($12 \leq RSB_{\mathrm{m}} \leq 30$, table III.3.1) par SPICES pour des étoiles de type G2 (**en haut à gauche**), A0 (**en haut à droite**) et M0 (**en bas**). Les couleurs indiquent le type de planètes (rouge pour les Jupiters, bleu pour les Neptunes et noir pour les Terres) et le style de ligne le modèle (séparation pour les géantes et couverture en nuage pour les Terres). J'ai légèrement décalé les courbes pour les Jupiters à 0,8 UA (en haut à gauche) et 0,6 UA (en bas) pour plus de clarté. Les limites aux grandes distances de l'étoile des courbes sont fixées soit par la résolution angulaire instrumentale soit par le rayon planétaire maximum (2,5, 6 et 12,5 R_{T} pour les Terres, Neptunes et Jupiters respectivement).*

en particulier vers les bords de la zone de correction du MD (figure III.2.2). Pour les planètes analogues à Neptune, le rayon minimum croît linéairement avec la distance de 2 à 4 R_{T} pour une séparation de 0,8 UA (limite due à la résolution angulaire) et de 2 à 6 R_{T} pour une séparation de 2 UA (limite due au rayon maximum). Enfin, SPICES peut analyser des planètes rocheuses avec et sans nuages à 1 UA jusqu'à 5 pc (limite de résolution) et est potentiellement sensible à des planètes de taille similaire à la Terre autour de l'étoile α Centauri A (distance ∼1,3 pc).

Je m'intéresse maintenant aux étoiles de type A0 (en haut à droite). Parmi tous les modèles de planètes que je considère, seul le Jupiter sans nuages (4,2 UA, table III.2.4) est mesurable par SPICES. Toutefois, comme je l'ai remarqué au paragraphe III.2.4, les séparations planétaires étudiées par Cahoy et al. (2010) sont limitées et ne permettent pas d'avoir de modèles pour des séparations inférieures à 4 UA. Une planète à 4,2 UA est séparée angulairement de son étoile pour des distances inférieures à 21 pc, mais la limitation sur le rayon supérieur restreint l'intervalle de distance à 17 pc. La courbe du rayon planétaire minimum détectable en fonction de la distance suit une loi linéaire pour un intervalle compris entre 9 et 17 pc. Pour des distances plus proches, le bruit de lecture du détecteur limite la sensibilité de l'instrument à des rayons supérieurs à 6,5 R_{T}.

Je termine mon analyse par les étoiles de type M0 (en bas). Je note d'abord que les planètes géantes sans nuages (0,24 UA, table III.2.4) sont inobservables par SPICES, à cause de la résolution angulaire. En effet, une telle séparation ne serait résolue que pour des distances inférieures à 1,2 pc, or l'étoile la plus proche du Soleil (Proxima Centauri) est à 1,3 pc. Pour les Jupiters à 0,6 et 1,5 UA (table III.2.4), je détermine que l'instrument peut analyser les objets les plus petits (5,5 R_{T}) jusqu'à 3 et 4 pc respectivement (la première distance est fixée par la résolution angulaire). Le rayon maximum ($\sim$12 R_{T}) est atteint à des distances de 7,5 et 4 pc pour des séparations de 1,5 et 3 UA respectivement. Dans le cas d'une planète à 3 UA, le rayon planétaire minimum évolue linéairement jusqu'à sa valeur maximale entre 1,3 et 4 pc. Pour les Neptunes, SPICES est sensible aux objets les plus petits à une séparation de 0,6 UA ainsi qu'aux planètes séparées de 1,5 UA de leur étoile pour des distances inférieures à 3 pc (limite en résolution pour le premier cas et limite en rayon pour le deuxième cas). Quant aux planètes telluriques, je dois faire une extrapolation du modèle de Stam (2008), calculé à une séparation de 1 UA d'une étoile de type solaire, car la séparation de luminosité équivalente (0,3 UA) n'est résolue par l'instrument que pour les systèmes planétaires plus proches que 1,5 pc. Cependant, j'ai montré au paragraphe III.2.4 que les contrastes des planètes en orbite autour d'étoiles M sont plus favorables, à cause de la luminosité stellaire plus faible que pour les étoiles analogues au Soleil. Par conséquent, j'extrapole le modèle à 0,3 UA à une séparation de 0,6 UA en utilisant une loi inversement proportionnelle au carré pour le flux. Bien que non rigoureuse, cette hypothèse permet d'avoir une estimation de la sensibilité instrumentale pour un des objectifs scientifiques les plus difficiles de la mission. Cette hypothèse faite, je trouve que SPICES peut caractériser des planètes rocheuses de rayon 1–2,5 R_{T} à moins de 3 pc (limite de résolution).

III.4.3 Résumé et conclusion

La table III.4.1 synthétise l'ensemble des résultats détaillés dans la section précédente en termes d'intervalle de séparation étoile-planète a, de distance de l'étoile d et de rayon planétaire R_{p} des cibles potentiellement caractérisables spectralement. La séparation étoile-planète minimale accessible dépend de plusieurs paramètres, à savoir la résolution angulaire de l'instrument, la distance de l'étoile du type considéré la plus proche et l'albédo de la planète observée. Pour mener cette étude, j'ai utilisé des spectres modèles calculés pour des valeurs discrètes de séparation planétaire et un type d'étoile. En particulier, je ne dispose pas de modèles pour des séparations plus proches que 0,8 UA pour une étoile G2, ce qui m'empêche notamment de traiter le cas de planètes à moins de 4 UA d'une étoile A0. Je ne peux donc pas déterminer de limite inférieure précise pour la séparation planétaire. Néanmoins, je donne la valeur correspondant à la limitation de la résolution angulaire pour l'étoile du type spectral considéré la plus proche. Pour les intervalles de distance de l'étoile, la limite inférieure est imposée soit par la distance de

TABLE III.4.1 – *Résumé des performances de SPICES pour la caractérisation spectrale des exoplanètes.*

Planète	Propriété	Type stellaire			Paragraphes
		A0	G2	M0	
Jupiter	Diffusion Rayleigh	1 UA $\leq a \leq$ 4,2 UA 5 pc $\leq d \leq$ 17 pc 0,5 $R_J \leq R_p \leq$ 1,1 R_J	0,25 UA $\leq a \leq$ 0,8 UA 1,3 pc $\leq d \leq$ 4 pc 0,5 $R_J \leq R_p \leq$ 1,1 R_J	–	II.2.2.1, III.3.3 et III.4.2
	Métallicité solaire 1×/3×	1 UA $\leq a \leq$ 4,2 UA 5 pc $\leq d \leq$ 17 pc 0,6 $R_J \leq R_p \leq$ 1,1 R_J	0,25 UA $\leq a \leq$ 5 UA 1,3 pc $\leq d \leq$ 10 pc 0,5 $R_J \leq R_p \leq$ 1,1 R_J	0,25 UA $\leq a \leq$ 3 UA 1,3 pc $\leq d \leq$ 7,5 pc 0,5 $R_J \leq R_p \leq$ 1,1 R_J	
Neptune	Diffusion Rayleigh	–	0,25 UA $\leq a \leq$ 0,8 UA 1,3 pc $\leq d \leq$ 4 pc 0,5 $R_N \leq R_p \leq$ 1,5 R_N	–	II.2.2.1, III.3.4 et III.4.2
	Métallicité solaire 10×/30×	–	0,25 UA $\leq a \leq$ 2 UA 1,3 pc $\leq d \leq$ 8,5 pc 0,5 $R_N \leq R_p \leq$ 1,5 R_N	0,25 UA $\leq a \leq$ 1,5 UA 1,3 pc $\leq d \leq$ 3 pc 0,5 $R_N \leq R_p \leq$ 1,5 R_N	
Terre	Couverture nuageuse 0/50/100%	–	0,25 UA $\leq a \leq$ 1 UA 1,3 pc $\leq d \leq$ 5 pc 1 $R_T \leq R_p \leq$ 2,5 R_T	0,25 UA $\leq a \leq$ 0,6 UA 1,3 pc $\leq d \leq$ 3 pc 1,1 $R_T \leq R_p \leq$ 2,5 R_T	II.2.2.2, III.3.5 et III.4.2
	Couverture en forêts 0/50/100%, sans nuages	–	0,25 UA $\leq a \leq$ 1 UA 1,3 pc $\leq d \leq$ 5 pc 1,1 $R_T \leq R_p \leq$ 2,5 R_T	0,25 UA $\leq a \leq$ 0,6 UA 1,3 pc $\leq d \leq$ 3 pc 1,2 $R_T \leq R_p \leq$ 2,5 R_T	
	Couverture en forêts 0/50/100%, 50% de nuages	–	0,25 UA $\leq a \leq$ 1 UA 1,3 pc $\leq d \leq$ 4 pc 1,1 $R_T \leq R_p \leq$ 2,5 R_T	0,25 UA $\leq a \leq$ 0,6 UA 1,3 pc $\leq d \leq$ 2,8 pc 1,4 $R_T \leq R_p \leq$ 2,5 R_T	

l'étoile la plus proche pour le type spectral considéré, soit par la distance en-dessous de laquelle la luminosité de la planète devient inférieure à l'intensité du bruit de *speckles*. Je rappelle que la séparation physique correspondant au bord de la zone de correction du MD diminue quand la distance de l'étoile diminue (figure III.2.6). Quant à la limite supérieure, il s'agit de la distance maximale soit pour laquelle la séparation de la planète est résolue, soit au-delà de laquelle le signal de la planète est plus faible que le bruit de photon.

J'ai étudié dans ce chapitre les performances en spectrométrie de la mission SPICES pour des planètes en orbite autour d'étoiles de type G2, A0 et M0 en fonction du rayon minimum et de la distance maximale accessibles à l'instrument. Les résultats que j'ai obtenus sont très encourageants. Pour une étoile analogue au Soleil, SPICES pourrait analyser l'enrichissement en métallicité de l'atmosphère de Jupiters et de Neptunes jusqu'à des distances de 10 et 6 pc respectivement. De plus, il pourrait contraindre la couverture nuageuse et le type de surface de super-Terres dans la zone habitable ($\sim$1 UA) pour des étoiles G2 plus proches que 5 pc. Pour des étoiles de type A0, la sensibilité de l'instrument lui permet de mesurer la diffusion Rayleigh et la métallicité de l'atmosphère sans nuages de Jupiters pour des distances inférieures à 17 pc. Enfin, pour des étoiles M0, des Jupiters et des Neptunes couverts de nuages à moins de 7,5 et 3 pc respectivement seraient accessibles, ainsi que des super-Terres plus éloignées que la zone habitable (0,3 UA $\leq a \leq$ 0,6 UA) à moins de 3 pc. En utilisant ces résultats dans la base de données SIMBAD du Centre de Données Astronomiques de Strasbourg [46], je détermine un ordre de grandeur du nombre de systèmes planétaires potentiellement caractérisables par SPICES de 300.

Un autre point important est que j'ai montré que les cibles optimales de SPICES seraient à des séparations comprises entre 0,8–2 UA (au pas de la grille des spectres modèles près). Pour ces cas, la limitation fondamentale pour le nombre de cibles n'est pas le bruit de photon mais la résolution angulaire. Le choix du diamètre de l'instrument était antérieur à mon travail et résultait d'un compromis entre les objectifs scientifiques et le budget alloué à une mission de classe M. Une solution pour limiter l'impact de la résolution angulaire sur les performances de SPICES serait d'augmenter le diamètre du télescope (2,5–3 m de diamètre). Une telle mission aurait un coût (temps pour les développements technologiques et leur qualification pour le spatial) qui dépasserait le cadre budgétaire d'une mission M, mais elle pourrait être proposée en mission de taille L.

L'analyse que j'ai menée pour SPICES est aussi applicable aux autre projets de coronographes spatiaux à l'étude (Levine et al. 2009; Trauger et al. 2010; Guyon et al. 2010b). En effet, à ma connaissance, il n'existait pas d'analyse approfondie des performances spectro-photométriques sur la mesure des propriétés planétaires de tels instruments avant mon travail. En particulier, une étude similaire pour le projet TPF-C (miroir de 8 m $\times$ 3,5 m, Levine et al. 2009) permettrait d'évaluer le gain en :

- nombre de planètes caractérisables, grâce à une meilleure résolution angulaire et un télescope plus grand ;
- sensibilité de mesure, grâce à un télescope plus grand, moins sensible aux contributions de la lumière zodiacale et de l'intensité des exodisques (Traub & Oppenheimer 2010).

Parmi les pistes de recherche future, il y a l'affinement du code de simulation instrumentale, avec l'implémentation d'un modèle réaliste de propagation de la lumière avec la librairie PROPER (Krist 2007), de l'estimation des aberrations du front d'onde par la SCC [47] et d'un code

46. `http://simbad.u-strasbg.fr`.
47. Johan Mazoyer, qui fait sa thèse sur la SCC, a commencé à travailler sur ces aspects.

de simulation d'un IFS (Mesa et al. 2011). Une autre piste est de mener une étude similaire à celle que j'ai menée pour l'analyse spectroscopique des planètes afin d'évaluer les performances de SPICES à mesurer le degré de polarisation des planètes, à partir par exemple des modèles de Stam et al. (2004); Stam (2008), et les propriétés morphologiques et microphysiques des disques circumstellaires.

L'évaluation des performances scientifiques d'un instrument est dépendante des spectres modèles disponibles. Dans le cas de SPICES, j'ai utilisé des modèles de spectres planétaires en lumière réfléchie calculés pour quelques points de l'espace des paramètres (masse, rayon, séparation, métallicité, type de surface, couverture nuageuse, type stellaire). Au-delà de la proposition SPICES, une estimation rigoureuse des performances d'un instrument quel qu'il soit requiert des grilles de spectres modèles. Ainsi pour les instruments SPHERE, GPI, HiCIAO sur les télescopes au sol (section I.2.3.1), des travaux intensifs de modélisation de spectres de planètes joviennes jeunes ont été menés depuis une quinzaine d'années (Burrows et al. 1997; Chabrier et al. 2000; Allard et al. 2001; Burrows et al. 2006; Fortney et al. 2008). Toutefois, le code de simulation MEHICI est disponible pour réaliser des études avec d'autres spectres modèles de planètes.

Quatrième partie

Imagerie d'exoplanètes depuis le sol : Analyse de données obtenues avec le mode FQPM+SDI+ADI de l'instrument VLT/NaCo

The most exciting phrase to hear in science, the one that heralds new discoveries, is not "Eureka!" (I found it!) but rather, "hmm.... that's funny..."
Isaac Asimov

Dans cette partie, je détaille un travail de réduction de données d'imagerie à haut contraste que j'ai mené dans les derniers mois de ma thèse. J'ai effectué une partie de ce travail en parallèle du stage de Master 2 de Mélody Sylvestre, dont j'ai participé à l'encadrement. Ces données ont été acquises avec la caméra d'optique adaptative NaCo (contraction de NAOS (*Nasmyth Adaptive Optics System*) et de CONICA (*COude Near Infrared CAmera*), Rousset et al. 2003; Lenzen et al. 2003) en 2010–2011. J'ai participé aux deux nuits observations menées en décembre 2010. L'objectif du programme d'observation est double : rechercher des exoplanètes géantes gazeuses jeunes plus froides que 1300 K à des séparations aussi proches que 5–10 UA et préparer l'exploitation de l'instrument SPHERE, dont la mise en service est prévue au printemps 2013 (Beuzit et al. 2008, 2012). Après avoir décrit les objectifs scientifiques du programme d'observation et les données (chapitre IV.1), j'explique les différentes étapes de la réduction des données (chapitre IV.2). Finalement, j'analyse les performances du programme d'observation dans le chapitre IV.3.

Chapitre IV.1

L'instrument VLT/NaCo et le programme d'observation

Je présente dans ce chapitre l'instrument NaCo (section IV.1.1), que nous avons utilisé pour nos observations, le contexte et la motivation du programme de recherche (sections IV.1.2 et IV.1.3) ainsi que les caractéristiques des étoiles observées et des conditions d'observation (section IV.1.4). Les données ont été obtenues en août et décembre 2010 (4 nuits) et en octobre 2011 (3 h). Elles consistent en l'observation d'une quinzaine d'étoiles jeunes en coronographie couplée à l'imagerie différentielle spectrale et angulaire. Les étoiles ont été sélectionnées dans le catalogue de SPHERE, un instrument dédié à l'analyse d'exoplanètes joviennes qui sera mis en service au VLT au printemps 2013. Les techniques employées pendant notre programme de recherche sont identiques à celles du principal mode d'observation de cet instrument. Nos observations constituent donc un test sur le ciel de la stratégie observationnelle prévue pour SPHERE.

IV.1.1 L'instrument VLT/NaCo

L'instrument NaCo est l'association du système d'optique adaptative NAOS (*Nasmyth*[48] *Adaptive Optics System*, Rousset et al. 2003) et du détecteur infrarouge CONICA (*COude Near Infrared CAmera*[49], Lenzen et al. 2003). Il a été installé sur le télescope *Yepun*[50] du VLT en Novembre 2001. Il s'agit d'un instrument multimode (imagerie, coronographie, imagerie différentielle spectrale, spectroscopie, polarimétrie, interférométrie à pupille diluée) avec différents détecteurs (pixels de 13, 17, 27 et 54 mas), filtres (à bandes spectrales large et étroite) et configurations (mode cube pour l'imagerie, mode pupille fixe par rapport au détecteur pour l'imagerie différentielle angulaire) observant aux longueurs d'onde 1–5 μm. NAOS est composé d'un miroir pivotant sur deux axes pour la correction des erreurs de basculement, d'un miroir déformable de 185 actuateurs disposés sur une matrice carrée, de deux analyseurs de surface d'onde de type

48. Dans un foyer Nasmyth, un miroir tertiaire est ajouté pour renvoyer le faisceau lumineux réfléchi par le miroir secondaire vers une plate-forme mobile en azimut supportant les instruments. Cette plate-forme est donc partiellement découplée du télescope et un rotateur de champ compense la rotation différentielle entre le télescope et les instruments. Néanmoins, un foyer Nasmyth permet d'accueillir des instruments plus volumineux qu'un foyer Cassegrain.

49. À l'origine, ce détecteur devait être installée au foyer coudé du télescope. Par la suite, le foyer coudé a été attribué aux observations interférométriques. Le concept de CONICA a alors été modifié pour l'adapter au foyer Nasmyth.

50. Vénus dans la langue des Indiens Mapuches.

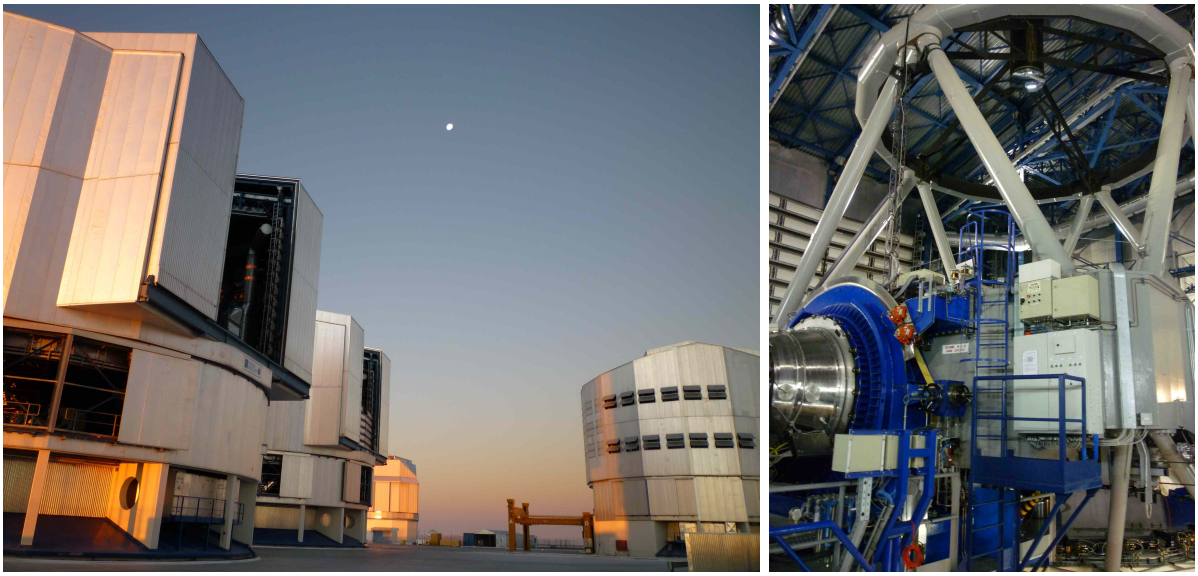

FIGURE IV.1.1 – *Photographies personnelles de trois des quatre télescopes du VLT et du télescope VST (**gauche**) et de l'intérieur de la coupole du télescope Yepun (**droite**).*

Shack-Hartmann opérant dans le visible (0,45–1 μm) et dans l'infrarouge proche (0,8–2,5 μm), de trois lames dichroïques et de deux séparateurs de faisceau. Il fournit des images limitées par la diffraction pour des longueurs plus grandes que 2,2 μm (bande spectrale Ks).

Cet instrument a permis ou contribué à des découvertes majeures, telles que la mise en évidence d'un trou noir au centre de notre galaxie par l'analyse du mouvement d'étoiles en orbite (Schödel et al. 2002), la première image d'un objet de masse planétaire (Chauvin et al. 2004), l'observation du premier astéroïde triple (Marchis et al. 2005), la détection d'une planète autour de l'étoile β Pictoris (Lagrange et al. 2009, 2010b), l'observation d'éjections de masses de gaz par l'étoile Bételgeuse (Kervella et al. 2009) et la possible détection d'un objet de masse substellaire en formation dans le disque entourant l'étoile T Chamaeleontis (Huélamo et al. 2011).

IV.1.2 Recherche de planètes géantes de température $\leq$1300 K à des séparations $\geq$5–10 UA

La motivation de ce programme d'observation est la suivante. Les mesures de vitesses radiales suggèrent une population importante de planètes géantes à des séparations plus lointaines que 5 UA, avec d'une part la présence de résidus à longue période temporelle dans un grand nombre de jeux de données, et d'autre part la forme plate de la distribution en séparation des planètes détectées (Udry & Santos 2007). De plus, de nombreux disques circumstellaires montrent des structures qui pourraient s'expliquer par la perturbation gravitationnelle d'une ou plusieurs planètes (gauchissement, spirales, décalage du centre du disque par rapport à l'étoile, profil d'intensité non symétrique, par exemple Mouillet et al. 1997; Clampin et al. 2003; Kalas et al. 2005; Schneider et al. 2005; Buenzli et al. 2010). L'imagerie directe a permis jusqu'à maintenant la détection d'objets de masse planétaire dans des conditions très favorables (chapitre I.2) : objets jeunes (moins de quelques centaines de Ma), massifs (de quelques à une vingtaine de $M_{\rm J}$) et/ou à grande séparation orbitale (quelques dizaines d'UA). En parallèle, plusieurs programmes

d'observation ont observé chacun quelques dizaines d'étoiles jeunes à des niveaux de contraste de 10^{-4}–10^{-6} à 1–2″ (Biller et al. 2007; Lafrenière et al. 2007b; Chauvin et al. 2010). Les non-détections de ces programmes permettent de contraindre la fréquence d'occurrence des planètes géantes en fonction de la séparation orbitale et de la masse.

L'objectif de notre programme d'observation est de combiner plusieurs techniques d'imagerie à haut contraste (coronographie de phase, imagerie différentielle angulaire, imagerie différentielle spectrale) avec un échantillon sélectionné d'une quinzaine d'étoiles jeunes (≤200 Ma) et proches du Soleil (≤25 pc) pour chercher des planètes plus froides que 1300 K à des séparations aussi petites que 5 UA. À ces températures effectives, les modèles d'évolution prédisent l'apparition de bandes d'absorption du méthane, en particulier dans la bande H à 1,625 μm (Burrows et al. 1997; Chabrier et al. 2000). Cette caractéristique propre à ces objets peut être utilisée pour les discriminer des *speckles* de l'étoile grâce à l'imagerie différentielle spectrale (voir paragraphe I.2.2.2.1).

L'intérêt de combiner les techniques d'imagerie différentielle spectrale et angulaire (respectivement *Spectral Differential Imaging* ou SDI et *Angular Differential Imaging* ou ADI, Racine et al. 1999; Marois et al. 2006a) avec le coronographe de phase à quatre quadrants (Rouan et al. 2000) est le suivant. Un coronographe atténue le bruit de photon stellaire susceptible de masquer des compagnons faibles. Le coronographe de phase à quatre quadrants permet de rechercher des compagnons à des séparations plus petites qu'avec le coronographe de Lyot classique (≥0,35″, pour le masque le plus petit disponible dans NaCo). Le coronographe de phase à quatre quadrants de NaCo est monochromatique et optimisé pour la bande H. Cependant, Boccaletti et al. (2004) ont montré que la chromaticité des coronographes à quatre quadrants n'est pas une limitation fondamentale pour les observations avec cet instrument. Le contraste dans les images obtenues avec un système d'optique adaptative est limité par des résidus stellaires dynamiques et des résidus stellaires quasi statiques (Marois et al. 2006a). Les premiers sont liés aux variations de la correction de l'optique adaptative et ont donc un temps de vie de l'ordre de la dizaine de millisecondes. Ceux-ci vont se moyenner sur des poses de typiquement quelques secondes et créer un fond continu (donc du bruit de photon). Les seconds sont dus aux aberrations des optiques du télescope. Leur temps caractéristique peut varier de quelques minutes à quelques heures. Les *speckles* quasi statiques ne se moyennent pas avec le temps d'intégration et limitent par conséquent le niveau de détection des images. Ceux-ci peuvent être étalonnés par l'ADI. Néanmoins, cette technique est sensible aux variations temporelles des résidus. Une solution est d'appliquer le SDI pour enlever la composante des *speckles* quasi statiques qui évolue rapidement. En effet, le SDI n'est pas sensible aux variations temporelles des résidus, du moment que les images aux différentes longueurs d'onde sont prises simultanément. C'est le cas pour NaCo, où les images aux différentes longueurs d'onde sont obtenues en insérant un double prisme de Wollaston [51] (Lenzen et al. 2004). Ce dernier produit quatre images aux longueurs d'onde 1,575, 1,6 et 1,625 μm (deux images pour cette dernière). L'intensité $I(\lambda)$ de ces images est proportionnelle à $|\mathcal{F}[e^{i\phi(\lambda)}]|^2$, avec $\phi(\lambda)$ les aberrations de phase du front d'onde $\phi(\lambda) = 2\pi\delta/\lambda$ où δ désigne les différences de marche optique du front d'onde. En faisant l'approximation que les aberrations sont petites et en se limitant aux termes du premier ordre, deux images à deux longueurs d'onde différentes sont homothétiques l'une de l'autre. Cependant, elles ont des flux différents, à cause de la dépendance en longueur d'onde des aberrations du front d'onde, de la transmission atmosphérique, de la transmission des surfaces optiques et du rendement quantique du détecteur. En remettant les images aux mêmes échelles spatiale (facteur d'homothétie $\lambda_{\rm ref}/\lambda_{\rm soustrac}$, où $\lambda_{\rm ref}$ est la longueur d'onde de l'image de référence et $\lambda_{\rm soustrac}$ celle de l'image soustraite) et de flux

51. Ce prisme, installé en 2007, donne des performances meilleures que celui utilisé par Biller et al. (2007) pour leur programme d'observation SDI d'étoiles jeunes.

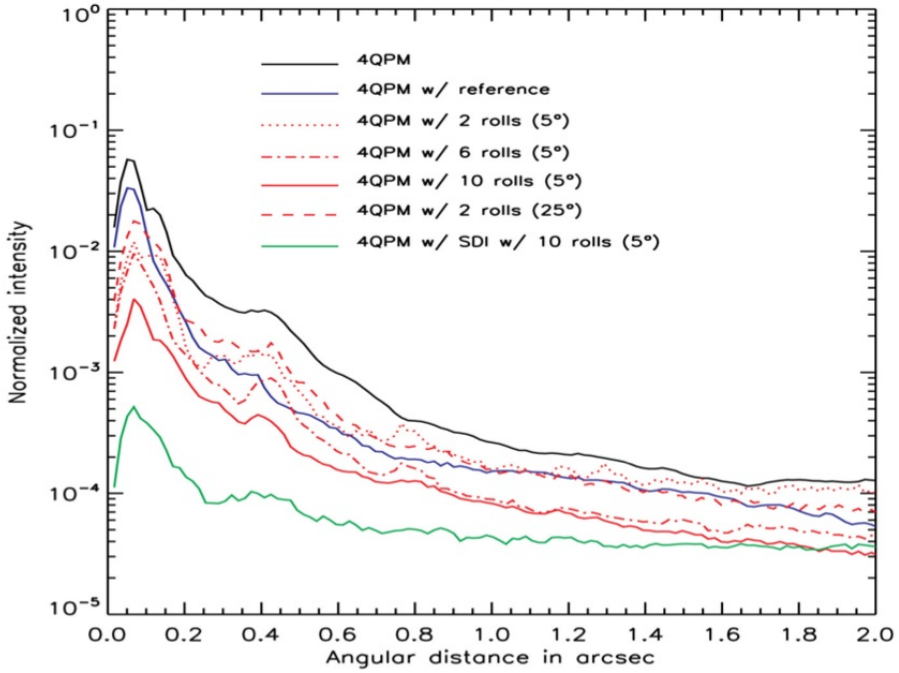

FIGURE IV.1.2 – *Profils radiaux de la détection à 5 σ d'AB Doradus pour différentes combinaisons de techniques d'imagerie différentielle : FQPM et soustraction de l'image d'une étoile de référence (trait plein bleu), FQPM+ADI pour plusieurs valeurs de pas de rotation entre les images (traits en rouge avec différents styles de ligne) et FQPM+SDI+ADI (trait plein vert). Ces courbes ne tiennent pas compte de l'atténuation de points sources hors-axe. Le contraste obtenu avec la combinaison FQPM+SDI+ADI est de 10^{-4} à 0,25″, soit un gain d'un facteur ∼10 par rapport à la meilleure combinaison FQPM+ADI. Les contrastes attendus pour notre programme d'observation sont de cet ordre voire inférieurs, grâce à des amplitudes de rotation plus importantes (typiquement quelques dizaines de degrés).*

(rapport $F_{\rm ref}/F_{\rm soustrac}$), on peut étalonner les résidus temporels. Cependant, les résidus stellaires ne suivent pas exactement une relation homothétique, d'une part à cause de l'approximation au premier ordre ci-dessus et d'autre part à cause des aberrations non communes (portions du Wollaston différentes traversées par les faisceaux lumineux). Ces résidus chromatiques ne sont pas soustraits par SDI et limitent par conséquent le contraste des images. Ils peuvent néanmoins être étalonnés par ADI. Les contrastes attendus avec la combinaison FQPM+SDI+ADI sans tenir compte de l'atténuation de points sources hors-axe sont de $\sim 10^{-4}$ à 0,25″, d'après des observations d'AB Doradus (Boccaletti et al. 2008, et figure IV.1.2).

Enfin, les images sont acquises dans le mode pupille fixe par rapport au détecteur pour les besoins de l'ADI et dans le mode cube pour maximiser le temps d'intégration sur les étoiles par rapport à la durée totale de l'observation et faciliter la sélection des images.

IV.1.3 Préparation à l'exploitation de l'instrument SPHERE

L'autre motivation principale du programme d'observation est le test en situation réelle du principal mode d'observation de l'instrument SPHERE (Beuzit et al. 2008, et paragraphe I.2.3.1), dont la mise en service est prévue au printemps 2013. En effet, le module IRDIS (*Infra-Red*

TABLE IV.1.1 – *Propriétés des étoiles observées et conditions d'observation. ASDI : ADI+SDI, ASDI-4 : FQPM+SDI+ADI.*

Nom	Ascension droite	Déclinaison	Type spectral	d (pc)	Âge (Ma)	m_H	Date d'observation	Durée (min)	Mode	$\Delta\theta$ (°)	*Seeing* (″)
HIP 76829	15h41m11s	-44°39′40″	F5V	17,4	200^{+100}_{-50}	3,73	20-08-2010	50	ASDI-4†	8	0,86
HIP 98470	20h00m20s	-33°42′12″	F7V	21,2	65,5	4,64	20-08-2010	95	ASDI-4	102	1,03
HIP 107350	21h44m31s	14°46′19″	G0V	17,9	200^{+100}_{-50}	4,60	20-08-2010	88	ASDI-4	35	0,70
HIP 118008	23h56m11s	-39°03′08″	K2V	22,0	70^{+50}_{-20}	6,00	20-08-2010	85	ASDI	72	1,05
HD 10647	1h42m32s	-53°44′27″	F9V	17,4	4800^{+2200}_{-2200}	4,40	20-08-2010	95	ASDI-4	48	0,92
HIP 76829	15h41m11s	-44°39′40″	F5V	17,4	200^{+100}_{-50}	3,73	21-08-2010	49	ASDI-4	15	0,83
HIP 102409	20h45m10s	-31°20′27″	M1V	9,9	12^{+3}_{-2}	4,83	21-08-2010	75+26‡	ASDI-4	26+18	1,30
HIP 106231	21h31m02s	23°20′07″	K5-7V	24,8	70^{+50}_{-20}	6,52	21-08-2010	30	ASDI-4	10	1,83
HIP 114046	23h05m52s	-35°51′11″	M2V	3,3	$30^{+29,9}_{-15}$	3,61	21-08-2010	100	ASDI-4	94	1,26
HIP 7576	1h37m35s	-6°45′38″	G5V	24,0	200^{+100}_{-50}	5,90	21-08-2010	60	ASDI-4	31	1,02
HIP 14555	3h07m56s	-28°13′11″	K8V	19,2	$52{,}6^{+52,7}_{-26,3}$	6,58	21-08-2010	70	ASDI-4	66	1,16
HIP 10602	2h16m31s	-51°30′44″	B8IV-V	47,1	30^{+10}_{-5}	3,95	18-12-2010	107	ASDI-4	41	0,92
HIP 18859	4h02m37s	-00°16′08″	F6V	18,8	70^{+50}_{-20}	4,34	18-12-2010	105	ASDI-4	41	0,85
HD 31295	4h54m54s	10°09′03″	A0V	35,7	120	4,52	19-12-2010	101	ASDI-4	32	1,40
HD 38678	5h46m57s	-14°49′19″	A2IV-V	21,6	320^{+180}_{-120}	3,31	19-12-2010	69	ASDI	62	1,39
HIP 30314	6h22m31s	-60°13′07″	G1V	23,8	70^{+50}_{-20}	5,16	19-12-2010	60	ASDI-4	15	1,70
Fomalhaut	22h57m39s	-29°37′20″	A4V	7,7	430^{+50}_{-50}	0,94	09-10-2011	180	ASDI	155	0,85

† : Cette observation a été réalisée en mode champ de vue fixe par rapport au détecteur.
‡ : Cette étoile a été observée en deux séquences séparées dans le temps. Par la suite, je traite ces deux séquences comme deux observations distinctes.

TABLE IV.1.2 – *Temps d'intégration par image, nombre d'images par fichier et nombre de fichiers des séquences d'observation.*

Nom	DIT (s)	NDIT	Nfichiers
HIP 76829	3	20	21
HIP 98470	8	8/2	24+39
HIP 107350	8	4	81
HIP 118008	20	2/11	5+13
HD 10647	5	12/6	8+66
HIP 76829	3	10	41
HIP 102409	10	3	78+26
HIP 106231	30	1	31
HIP 114046	3	10	74
HIP 7576	30	1	68
HIP 14555	30	1	76
HIP 10602	4	8	70
HIP 18859	5	6	69
HD 31295	8	4	62
HD 38678	2,5	100	11
HIP 30314	15	2	19
Fomalhaut	0,5	100	128

Dual-beam Imaging and Spectroscopy) peut faire de l'imagerie différentielle dans deux bandes spectrales pour cinq paires de filtres dans les bandes Y, J, H et K couplée avec de la coronographie (coronographe de Lyot, coronographe de phase à quatre quadrants ou coronographe de Lyot à pupille apodisée, section I.2.2.1.1). Les niveaux de détection à 5 σ attendus sont 10^{-4}–$\sim 10^{-6}$ à 0,1–1″. Un autre aspect important est l'apprentissage de l'utilisation des données SDI pour estimer les limites de sensibilités en masse de compagnons. En effet, très peu de travaux ont été publiés sur le sujet à ce jour (voir Biller et al. 2007), et ceux-ci ont négligé l'influence du traitement SDI sur la signature d'un compagnon planétaire. Mon travail d'interprétation des données NaCo est donc une étape cruciale vers l'exploitation des données de SPHERE.

IV.1.4 Présentation des données

Les données ont été acquises en août et décembre 2010 (2×2 nuits en mode visiteur, programmes 085.C-0257 et 086.C-164 : "Optimized Search for Ultracool Planets to Young, Nearby Stars", Boccaletti et al.) et en octobre 2011 (3 h en mode service, programme 088.C-893 : "Ultracool Planets around the Fabulous Two : ϵ Eridani and Fomalhaut", Baudoz et al.). Les propriétés des étoiles observées (nom, coordonnées, type spectral, distance, âge, magnitude en bande H) et les conditions d'observation (date, durée, mode, amplitude de la rotation et *seeing* moyen) sont résumées dans la table IV.1.1. Le type spectral et la distance proviennent de la base de données SIMBAD, la magnitude en H du catalogue 2MASS [52] et l'âge des étoiles du catalogue SPHERE (S. Desidera, communication personnelle), à l'exception de Fomalhaut (Mamajek 2012) et HD 31295 (Zuckerman et al. 2011).

52. Ce catalogue est accessible à l'adresse : `http://vizier.u-strasbg.fr`.

En tout, 16 étoiles ont été observées. HIP 76829 l'a été deux fois, car pour la première observation, le télescope n'était pas dans la configuration optimale pour l'ADI (le champ de vue n'était pas fixe par rapport au détecteur). HIP 102409 a été observée en deux séquences séparées dans le temps, à cause de mauvaises conditions (voir plus bas). Comme les performances du traitement ADI sont optimales pour des observations continues à différents angles de position, je traite ces deux séquences comme deux observations distinctes dans la réduction des données. La majorité des étoiles sont de type FGK, car ce sont les cibles optimales en termes de contraste (faible rapport de masse entre le type de planètes recherchées et l'étoile). Cependant, quelques étoiles de type A et B ainsi que deux étoiles M font partie des cibles car jeunes et/ou proches [53]. À l'exception de HD 10647, qui est une étoile avec un disque de débris (Zuckerman & Song 2004), toutes les autres cibles ont un âge inférieur à quelques centaines de Ma. Les étoiles sélectionnées ont des magnitudes en bande H faibles ($m_H \leq 6{,}5$), car les filtres SDI ont des largeurs spectrales étroites (0,025 μm).

La plupart des étoiles ont été observées avec la combinaison FQPM+SDI+ADI. Les observations sans FQPM sont dues à un problème de dérive importante de l'image sur le détecteur (HIP 118008) [54], des conditions d'observations instables (HD 38678) ou une contrainte liée à la demande d'observation (l'utilisation du FQPM n'était permise qu'en mode visiteur au moment des observations). Le *seeing* est un indicateur de la turbulence atmosphérique : plus celui-ci est élevé, plus la turbulence est forte. Le *seeing* médian pour le site du VLT est 0,66″ [55]. Dans nos données, les valeurs de *seeing* moyen varient de 0,7″ à >1,4″. Une valeur de 0,7–1″ correspond à des conditions moyennes, de 1–1,4″ à des conditions mauvaises et >1,4″ à des conditions très mauvaises. En particulier, le *seeing* a été très mauvais par moments lors des nuits de décembre 2010. La bande d'observation a dû alors être changée de H en L′ (3,8 μm) pour cinq étoiles (non considérées dans ce manuscrit).

La table IV.1.2 donne les temps d'intégration des images, le nombre d'images par fichier et le nombre de fichiers des séquences d'observation. Pour les observations avec le coronographe, le DIT et le NDIT ont été ajustés de sorte que la durée d'observation pour produire un cube d'images soit de l'ordre de 30 s. Ceci est dû au problème de dérive de l'image sur le détecteur mentionné ci-dessus. Au bout de 30 s, l'image se décalait typiquement de 0,5–1 pixel par rapport au coronographe et était recentrée manuellement.

Après avoir présenté la motivation et les objectifs du programme d'observation, je détaille dans le chapitre suivant les différentes étapes de la réduction des données : corrections cosmétiques, sélection et recentrage des images, création du cube maître d'images de science et de la FEP, et traitements SDI et ADI.

53. Ces étoiles ont été observées à la place des étoiles prévues à cause de mauvaises conditions. En particulier, lorsque le vent venant du nord est trop fort, le télescope ne peut pas pointer dans cette direction.

54. Cette dérive, due à un problème logiciel, a été corrigée en octobre 2011.

55. `http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/site/paranal.html`.

Chapitre IV.2

Réduction des données

Je présente dans ce chapitre le déroulement de la réduction des données. Celle-ci est constituée de deux grandes étapes : la création du cube maître d'images de science et de la FEP (paragraphe IV.2.1), et les traitements SDI et ADI (paragraphe IV.2.2). Je suis partie des outils développés par mon équipe pour des observations précédentes et je les ai améliorés sur plusieurs points : correction de la réponse des filtres SDI, du prisme de Wollaston et du masque FQPM, définition d'un critère pour enlever les images où la boucle de l'optique adaptative s'est ouverte, gestion des angles de position pour l'ADI, test de vérification du recentrage des images, test du traitement SDI par minimisation simultanée de plusieurs paramètres, calcul de l'atténuation des traitements SDI et ADI par l'introduction de planètes synthétiques. Je compare ensuite les limites de détection en contraste des traitements ADI, SDI et SDI+ADI (paragraphe IV.2.3).

IV.2.1 Création du cube maître d'images de science et de la FEP

Les fichiers de données sont des images en format FITS (*Flexible Image Transport System*) et sont de plusieurs types :

- les images de science ;
- les images de la FEP (images non saturées de l'étoile) ;
- les images du fond de ciel ;
- les images de la réponse des pixels du détecteur [56], obtenues en observant le ciel au crépuscule ou à l'aube ;
- les images de la réponse des filtres SDI, du double prisme de Wollaston et du masque FQPM, prises au début ou à la fin de la nuit d'observation avec la lampe interne du télescope. L'observation se déroule en séquences, pendant lesquelles les différents éléments (filtres SDI, prisme de Wollaston et masque FQPM) sont tour à tour insérés et retirés du faisceau.

Les images de science et de la FEP sont sous forme d'une série de cubes (x, y, t), avec $x = 1024$ pixels, $y = 1026$ pixels et t l'heure de l'observation. En mode SDI, on forme quatre images simultanées du même champ de vue sur le détecteur, chacune d'elles correspondant à un filtre (figure IV.2.1, dans le sens inverse des aiguilles d'une montre à partir de la sous-image en bas à gauche : 1,625 μm, 1,625 μm, 1,575 μm et 1,6 μm). La taille des pixels du détecteur est

56. En anglais, ces images sont appelées *flat field*.

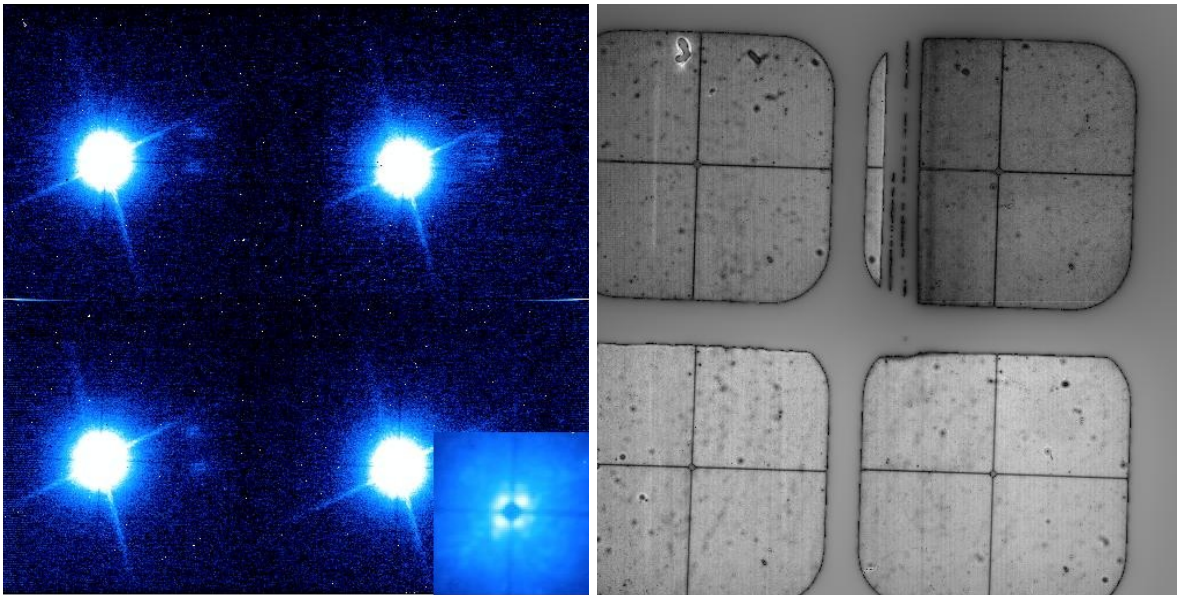

FIGURE IV.2.1 – ***Gauche*** *: Images instantanées de NaCo de l'étoile de science dans le mode SDI. Les quatre sous-images visibles sont prises à travers trois filtres à bande spectrale étroite (0,025 µm) dans la bande infrarouge H à 1,625 µm (les deux images du bas), 1,575 µm (en haut à droite) et 1,6 µm (en haut à gauche). L'image est seuillée à 100 ADU (acronyme d'Analog-to-Digital Unit). Le zoom (d'un facteur 2) non seuillé autour du centre de la sous-image en bas à droite montre le masque FQPM (pastille avec les croix visible au centre de l'image). Les échelles sont logarithmiques pour les deux images.* ***Droite*** *: Image de la réponse du coronographe, des filtres SDI (les barres verticales du support sont visibles sur la moitié haute de l'image) et du double prisme de Wollaston. La taille des images est 1024 pixels × 1026 pixels et le champ de vue de chaque sous-image est 8″× 8″. Les poussières visibles dans l'image de droite sont dues aux filtres SDI et au coronographe FQPM et créent des variations de flux de 10–20%. L'échelle est linéaire.*

17,32 mas [57]. Le champ de vue d'une sous-image est environ 8″× 8″.

IV.2.1.1 Calcul des angles parallactiques de toutes les images

Le programme commence par lire les en-têtes de tous les cubes d'images de science pour chercher les angles parallactiques correspondant au début et à la fin de chaque cube d'images. L'angle parallactique est l'angle entre l'étoile observée, le zénith du lieu de l'observation et le pôle céleste. Un cube comportant plusieurs images, le programme calcule les angles parallactiques intermédiaires $\theta(t)$, en supposant que les images du cube sont prises à des intervalles de temps réguliers, à l'aide de la formule :

$$\theta(t) = -atan\left(\frac{-sin(ha(t))}{cos(dec) \times tan(lat) - sin(dec) \times cos(ha(t))}\right) \qquad \text{(IV.2.1)}$$

où $ha(t)$ est l'angle horaire de l'observation, dec la déclinaison et lat la latitude du télescope.

57. Une binaire astrométrique a été observée en août et en décembre 2010 pour mesurer plus précisément cette valeur, mais je n'ai pas traité ces données.

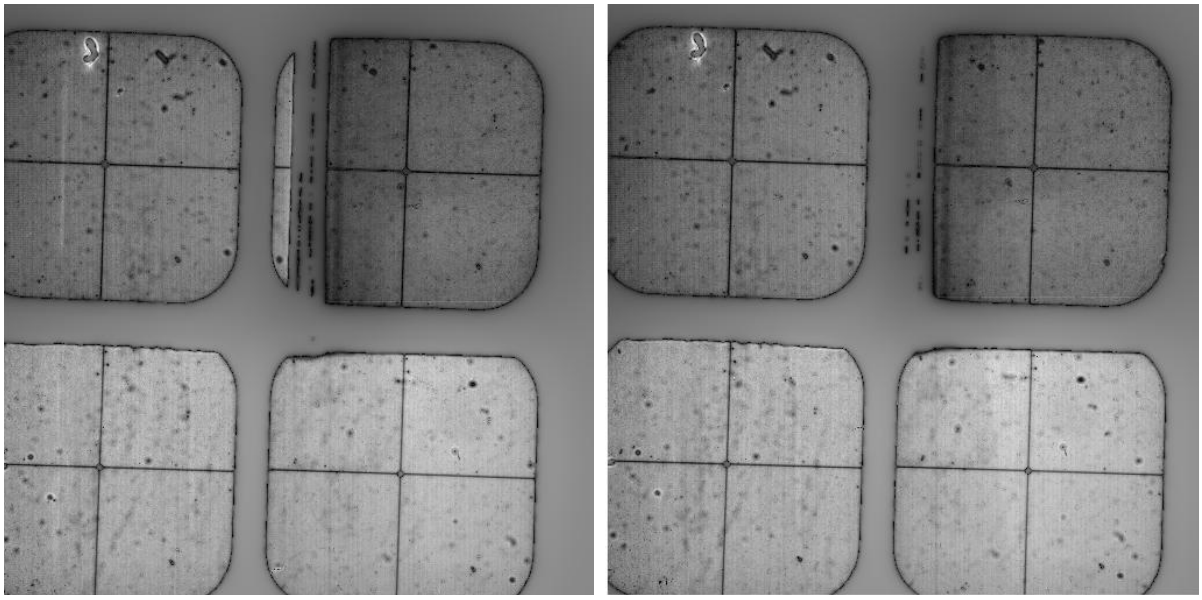

FIGURE IV.2.2 – *Images de la réponse du coronographe FQPM, des filtres SDI et du prisme de Wollaston prises au cours de deux nuits consécutives. Noter le déplacement du masque FQPM par rapport aux filtres SDI et au prisme de Wollaston.*

IV.2.1.2 Correction des erreurs cosmétiques

Pour chacune des séries de cubes, le programme lit et corrige chaque cube des erreurs cosmétiques (pixels morts et chauds, et variations de la réponse du détecteur, du masque FQPM, des filtres SDI et du prisme de Wollaston). Une première difficulté consiste à séparer les variations de la réponse du masque FQPM (pour les images de science), des filtres SDI et du double prisme de Wollaston. En effet, ces éléments sont sur des roues mécaniques différentes, qui ne se repositionnent pas toujours de la même façon. Par conséquent, les positions relatives entre ces différents éléments changent d'une nuit d'observation à l'autre (voir figure IV.2.2) mais aussi d'une étoile à une autre pour une même nuit d'observation. Pour résoudre ce problème, il faut prendre des images de la configuration FQPM + filtres SDI + prisme de Wollaston avec la lampe interne du télescope juste avant l'observation de l'étoile et utiliser les images prises au début ou à la fin de la nuit avec les différents éléments pour isoler chacun des plans.

IV.2.1.3 Réduction des FEP

Pour la réduction des cubes de FEP, le programme recentre les images (avec les quatre sous-images des filtres SDI, image de gauche de la figure IV.2.1) de chaque cube en déterminant l'écart entre le centre de la sous-image en bas à gauche, estimé par un ajustement gaussien, et le centre d'un tableau 512×512. Puis, il fait la moyenne des images de chaque cube et corrige l'image moyenne du fond de ciel. On obtient un cube de FEP à trois dimensions (x, y, t). Après, le code sépare les sous-images des filtres SDI de ce cube. Le résultat est un cube d'images de FEP à quatre dimensions (x, y, t, λ). Finalement, pour chaque longueur d'onde, le programme recentre les images de la séquence temporelle et les moyenne. Le cube final est donc un cube à trois dimensions (x, y, λ).

IV.2.1.4 Réduction des images de science

Pour la réduction des images de science, le programme fait une sélection à l'intérieur de chaque cube de la série pour enlever les images où la boucle de l'optique adaptative s'est ouverte. Le premier critère que j'ai envisagé était d'enlever les images dont le flux maximum est inférieur à une certaine fraction du flux maximum calculé sur toutes les images du cube (je fais l'hypothèse qu'il y a au moins une image en boucle fermée dans le cube). Cependant, ce critère ne permettait pas d'enlever les images où la boucle est ouverte partiellement pendant la pose, car le flux peut être assez important dans ces images. De plus, le flux maximum d'une image varie au cours du temps. J'ai alors défini une autre procédure basée sur le nombre de pixels des images dont le flux est supérieur à une valeur seuil S_1 :

$$\nu(t) = \textit{nombre de pixels de l'image au temps } t > S_1 \tag{IV.2.2}$$

J'ai choisi S_1 de sorte que les images en boucle ouverte (totale et partielle) ont des valeurs du nombre de pixels plus petites que celles en boucle fermée. J'ai testé plusieurs valeurs au cours de la réduction des données et j'ai déterminé que la meilleure valeur seuil est 60% du flux maximum calculé sur toutes les images du cube. Je compare ensuite les valeurs de $\nu(t)$ à une autre valeur seuil S_2 pour rejeter les images en boucle ouverte. Les images sont gardées si le critère suivant est vérifié :

$$\nu(t) > S_2 \tag{IV.2.3}$$

La valeur de S_2 est différente selon que les images sont observées avec ou sans le coronographe. Elle vaut 40% du nombre de pixels maximum calculé sur les images du cube pour le premier cas et 70% de ce nombre pour le second (ce sont les meilleures valeurs que j'ai testées). Le seuil est plus haut (critère plus sévère) pour les images sans le coronographe, car ces images sont saturées. Même en boucle ouverte, le flux des pixels peut être élevé dans ce dernier cas.

Le code additionne ensuite les images sélectionnées par groupe de sorte à réduire le nombre d'images dans le cube maître à une centaine environ. J'ai choisi cette valeur afin de réduire les temps de calcul des traitements SDI et ADI (paragraphe IV.2.2). Le nombre d'images additionnées dépend du nombre total d'images de départ : pour une séquence d'observation typique de notre programme comprenant plusieurs centaines d'images, ce nombre est de quelques unités (table IV.2.1).

En même temps que la sélection et l'addition par groupe des images, le programme met à jour le tableau des angles de position. Le programme construit ainsi progressivement le cube maître.

Une fois le cube maître construit, le programme corrige toutes les images de ce cube du fond de ciel, puis fait de nouveau une sélection des images en calculant le flux total médian sur toutes les images. Celles pour lesquelles les valeurs du flux total sont écartées (par valeurs inférieures et supérieures) de la médiane d'un nombre de fois l'écart-type sont rejetées (paramètre défini par l'utilisateur). Ce sont des images où la correction de l'optique adaptative est moins bonne (*seeing* plus mauvais, boucle semi-ouverte). Pour la réduction des données, j'ai choisi un critère de 2, ce qui correspond à un pourcentage d'images rejetées de 5%. Une exception est Fomalhaut, où j'ai pris un critère de 3. Pour ce cas-là, le pourcentage d'images rejetées est plus faible et vaut 1%. J'ai choisi ces valeurs pour le critère pour limiter le nombre de "trous" dans la séquence d'observation, car la performance de l'ADI y est sensible (moins d'images proches temporellement pour la construction de l'image de référence). En effet, ceci peut biaiser l'image des résidus stellaires construite par l'algorithme et dégrader l'efficacité de la soustraction. Le code actualise le tableau des angles de position. Il sépare alors les quatre images des filtres SDI.

Le cube à quatre dimensions (x, y, t, λ) résultant est finalement recentré. J'utilise un recentrage par ajustement de fonction et non pas par estimation du centre de gravité pour les raisons suivantes. En présence d'un coronographe, le profil d'intensité de l'image n'est pas centrosymétrique près du centre, à cause des erreurs de centrage du coronographe sur l'étoile (voir le zoom de l'image de gauche de la figure IV.2.1 pour le coronographe FQPM). Sans coronographe, la partie centrale de l'image est saturée et ne peut pas non plus être utilisée pour estimer le centre de l'image par le calcul du centre de gravité. Mon équipe a testé plusieurs types de fonction et déterminé qu'un ajustement du profil d'intensité par une fonction de Moffat [58] est la méthode la plus robuste. Cependant, le critère de recentrage est différent selon que les images de science sont acquises sans ou avec le coronographe. Sans le coronographe, la partie centrale de l'image n'est pas exploitable car saturée. Le programme définit alors des poids nuls sur cette partie de l'image pour l'exclure de l'ajustement. Avec le coronographe, la partie centrale n'est pas exploitable non plus à cause de la pastille centrale du masque. L'estimation du centre de l'image est réalisée sur une copie de l'image de science seuillée à 1% de son maximum. J'ai choisi cette valeur de seuillage pour inclure la pastille centrale du masque coronographique (image de gauche de la figure IV.2.1) dans l'image seuillée. La zone seuillée a typiquement un rayon de 0,75″. Avec cette méthode, il arrive néanmoins que le recentrage ne soit pas correct, en particulier lorsque le flux maximum dans l'image est faible (∼1000 ADU, la capacité par pixel du détecteur étant 15 000 ADU). Ceci est dû au fait que les défauts visibles sur le détecteur (pixels morts et chauds non corrigés, réflexions parasites) ont un flux plus important relativement au maximum de l'image. J'ai donc modifié le programme en comparant les valeurs ajustées du centre de l'image à la médiane des valeurs calculées sur tout le cube pour chaque filtre spectral. Si une de ces valeurs s'écarte trop de la médiane, je recentre l'image concernée sur cette dernière valeur. Le programme enregistre finalement le cube maître.

La table IV.2.1 indique le nombre d'images additionnées, le nombre d'images dans le cube maître et le temps d'intégration total approximatif des données réduites. Les temps d'intégration totaux sont approximatifs, car le nombre d'images additionnées n'est pas toujours la valeur indiquée dans le tableau (cas où le nombre d'images dans un fichier de données n'est pas un multiple entier du nombre d'images additionnées).

IV.2.2 Traitements SDI et ADI

La deuxième étape de la réduction des données consiste à appliquer les traitements SDI (paragraphe IV.2.2.1) et/ou ADI (paragraphe IV.2.2.2). Le traitement SDI est appliqué avant le traitement ADI pour éliminer les résidus stellaires variant temporellement, qui limitent les performances de l'ADI (section IV.1.2).

IV.2.2.1 SDI

Les soustractions considérées sont les suivantes (les nombres sont en μm) : 1,575−1,625, 1,6−1,625 et 1,6−1,575. Dans la suite, j'appelle image de référence l'image à laquelle on soustrait (respectivement 1,575, 1,6 et 1,6 μm pour les soustractions ci-dessus) et image de soustraction celle qu'on soustrait (respectivement 1,625, 1,625 et 1,575 μm).

58. Une fonction de Moffat est une fonction lorentzienne modifiée dont l'indice de la loi de puissance est paramétrable. Elle a été élaborée par Moffat (1969) pour l'ajustement du profil d'intensité des images astronomiques. Le recentrage par ajustement de Moffat est réalisé avec la librairie IDL `mpfit` développée par C. Markwardt (`http://www.physics.wisc.edu/~craigm/idl/fitting.html`).

TABLE IV.2.1 – *Nombre d'images additionnées, nombre d'images dans le cube maître et temps d'intégration total approximatif des données réduites.*

Nom	Nombre d'images additionnées	Nombre d'images du cube maître	Temps d'intégration approximatif (s)
HIP 76829	4	84	1008
HIP 98470	2	118	1888
HIP 107350	2	153	2448
HIP 118008	1	144	2880
HD 10647	3	151	2265
HIP 76829	5	73	1095
HIP 102409	2/1	77/78	1540/780
HIP 106231	1	30	900
HIP 114046	4	135	1620
HIP 7576	1	65	1950
HIP 14555	1	74	2220
HIP 10602	4	136	2176
HIP 18859	2	201	2010
HD 31295	2	115	1840
HD 38678	8	127	2540
HIP 30314	1	30	450
Fomalhaut	50	244	6100

Le code effectue le traitement SDI sur chaque image de la séquence temporelle (figure IV.2.3). Il consiste à soustraire deux images à des longueurs d'onde différentes remises aux mêmes échelles spatiales et d'intensité :

$$I_{\mathrm{SDI}} = I_{\mathrm{ref}} - h(I_{\mathrm{soustrac}},\lambda_{\mathrm{ref}}/\lambda_{\mathrm{soustrac}}) \times \frac{F_{\mathrm{ref}}}{F_{\mathrm{soustrac}}} \tag{IV.2.4}$$

avec I_{SDI} l'image résultant du traitement SDI, I_{ref} l'image de référence, I_{soustrac} l'image de soustraction, λ_{ref} la longueur d'onde de référence, $\lambda_{\mathrm{soustrac}}$ la longueur d'onde de soustraction et $h(I,k)$ l'homothétie appliquée à l'image I de facteur k.

Au cours de la réduction des données, j'ai comparé différents algorithmes de traitement. Mon équipe se posait la question d'utiliser ou non un algorithme d'optimisation des paramètres par minimisation d'un critère. En effet, la soustraction SDI fait intervenir deux paramètres, qui sont le facteur d'homothétie ($\lambda_{\mathrm{ref}}/\lambda_{\mathrm{soustrac}}$) et le rapport de flux ($F_{\mathrm{ref}}/F_{\mathrm{soustrac}}$, que je note α par la suite) des deux images. Le premier peut être évalué car on connaît les longueurs d'onde centrale des filtres, mais sa valeur réelle peut être différente car les filtres ont une largeur spectrale finie (0,025 μm). Le second peut être estimé à partir des images, mais la valeur estimée va certainement dépendre de la zone de l'image considérée pour le calcul. De plus, la précision de la soustraction SDI dépend aussi de la qualité du recentrage relatif des deux images. En effet, dans l'étape de création du cube maître (section IV.2.1), les images dans les différents filtres pour un temps d'observation donné sont recentrées indépendamment les unes des autres. Je me suis demandé si un recentrage de l'image de soustraction sur l'image de référence ne serait pas plus précis pour le traitement SDI. On a donc quatre paramètres à optimiser, qui peuvent présenter des dégénérescences entre eux. Par exemple, la valeur du recentrage peut

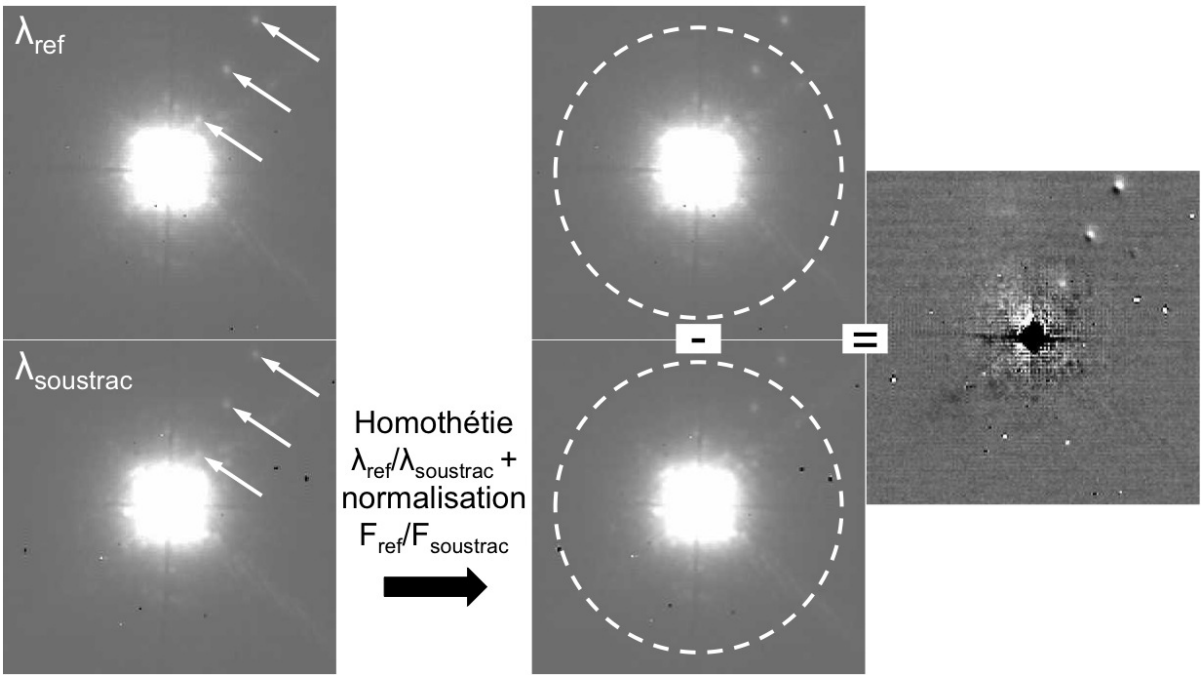

FIGURE IV.2.3 – *Principe du traitement SDI.* ***Gauche*** *: Deux images prises simultanément à deux longueurs d'onde différentes ($\lambda_{\rm ref} = 1{,}575\ \mu m$ et $\lambda_{\rm soustrac} = 1{,}625\ \mu m$, respectivement images de référence et de soustraction) montrent deux champs de résidus stellaires homothétiques l'un de l'autre mais des positions de compagnon identiques (indiqués par les flèches blanches, séparations de 0,5, 1 et 1,5″). Les compagnons sont simulés en utilisant la FEP observée.* ***Milieu*** *: En appliquant une homothétie de facteur $\lambda_{\rm ref}/\lambda_{\rm soustrac}$ à l'image de soustraction, les champs de résidus stellaires sont alignés alors que les compagnons vont se déplacer (ici vers l'intérieur car le facteur d'homothétie est plus petit que 1). Le cercle en tirets blancs indique la séparation angulaire théorique correspondant à un déplacement de compagnon de la largeur de la FEP (∼3 pixels à un rayon de 1,3″, je rappelle que les images en bande H de NaCo ne sont pas limitées par la diffraction). L'image de soustraction est aussi normalisée à la même échelle de flux que l'image de référence (facteur $F_{\rm ref}/F_{\rm soustrac}$).* ***Droite*** *: En soustrayant les deux images, on enlève une grande partie des résidus stellaires. Noter le motif caractéristique des compagnons formé d'une composante négative (non visible pour le compagnon le plus proche car le déplacement du compagnon après l'homothétie est très petit, 0,9 pixel) et d'une composante positive. Ceci est dû à la soustraction (ici partielle) des flux des deux bandes spectrales. L'échelle de l'image de droite est linéaire comme celles des images de gauche et du milieu, mais les bornes minimale et maximale sont différentes pour faire ressortir le motif des compagnons.*

influer sur la valeur du rapport de flux. Néanmoins, une optimisation des paramètres peut présenter l'inconvénient de donner des valeurs optimisées assez différentes de celles de départ, en raison du choix d'un mauvais critère. Pour répondre à ces questions, j'ai développé un algorithme de traitement par minimisation simultanée de ces quatre paramètres à l'aide de la fonction `amoeba` d'IDL. Cette fonction minimise une fonction d'évaluation prédéfinie par l'utilisateur en optimisant les paramètres à partir de valeurs initiales dans des intervalles autour de ces valeurs. Pour la réduction des données NaCo, j'ai défini la fonction d'évaluation comme le flux total de la valeur absolue de l'image produite par SDI calculé dans une couronne de rayons interne et

externe de 0,2 et 0,5″ respectivement. J'ai choisi ces valeurs pour exclure les parties centrales des images qui sont dominées par le résidu coronographique ou qui sont saturées, ainsi que les parties extérieures qui sont dominées par le bruit de détection (figure IV.2.2). La valeur initiale du facteur d'homothétie est le rapport des longueurs d'onde centrales des filtres des images. Pour la valeur initiale du rapport des flux des images de référence et de soustraction, je calcule les flux totaux des deux images dans un anneau compris en 0,2 et 0,5″ pour les mêmes raisons que ci-dessus. J'ai aussi testé des variantes de la minimisation par `amoeba` : minimisation du recentrage mais pas du rapport de flux et du facteur d'homothétie, et minimisation du recentrage et du rapport de flux mais pas du facteur d'homothétie.

J'ai mené cette étude de comparaison pour le jeu de données de l'étoile HIP 14555 (figure IV.2.4, graphique de gauche). Je note que l'algorithme sans minimisation (courbe rouge) atteint des performances moins bonnes pour des séparations de 0,2–0,4″ mais meilleures entre 0,4–1″ que celles des autres algorithmes. Ceci est dû au recentrage par minimisation (courbes magenta et bleu), qui ne donne pas de bons résultats. La minimisation des quatre paramètres (courbe noire) permet d'améliorer sensiblement les performances à 0,2″, mais ne donne pas des contrastes aussi bons que l'algorithme sans minimisation à 0,5–1″. La minimisation du rapport de flux et du facteur d'homothétie (courbe non montrée) donne des niveaux de détection équivalents à ceux de l'algorithme sans minimisation. D'après l'analyse sur cette étoile, les meilleurs algorithmes pour le traitement SDI sont celui sans minimisation de paramètres et celui avec minimisation de tous les paramètres. Cela signifierait que, pour le critère à minimiser que j'ai choisi, la minimisation globale des paramètres du traitement SDI n'apporte pas d'amélioration significative sur le contraste atteignable dans l'image issue du traitement par rapport à une procédure sans optimisation des paramètres. Pour vérifier que ce résultat n'est pas dépendant de l'étoile observée, j'ai comparé ces deux algorithmes pour toutes les étoiles du programme d'observation. Je montre les courbes pour quelques étoiles représentatives des résultats obtenus pour l'ensemble des étoiles dans le graphique de droite de la figure IV.2.4. Je remarque que les limites de détection des différents algorithmes sont similaires pour les étoiles observées sans coronographe (cas de Fomalhaut et HD 38678), alors que l'algorithme sans minimisation donne de meilleurs contrastes au-delà de 0,25″ pour les étoiles observées avec coronographe. J'interprète ceci comme étant dû au recentrage par minimisation, qui ne donne pas de bons résultats avec les images coronographiques, comme je l'ai déjà remarqué ci-dessus. Grâce à cette analyse, j'ai déterminé que, pour les données que j'analyse, le meilleur algorithme pour le traitement SDI en termes de contraste atteignable est l'algorithme sans minimisation des paramètres. J'utilise cet algorithme pour la réduction SDI+ADI des données, que je présente au paragraphe IV.3.2.

Si l'étoile possède un (ou des) compagnon(s) dont le flux n'est pas nul à la longueur d'onde de soustraction, le flux de ceux-ci va être partiellement soustrait par le traitement SDI, d'autant plus que le compagnon est proche angulairement (figure IV.2.3). Pour tenir compte de cette atténuation dans le calcul des limites de détection (paragraphe IV.2.3.2), l'utilisateur peut injecter des planètes synthétiques dans des copies des données en utilisant la FEP de l'étoile [59]. L'atténuation du traitement SDI est plus complexe à estimer que celle du traitement ADI (section IV.2.2.2), car elle va dépendre des caractéristiques spectrales du compagnon, qui ne sont pas connues (s'il n'a pas été détecté par d'autres observations ou si son spectre n'a pas été mesuré auparavant). Je définis alors le contraste relatif des planètes synthétiques entre les deux bandes spectrales comme le rapport $F_{\mathrm{soustrac}}/F_{\mathrm{ref}}$. Il varie donc entre 0 (planète visible dans l'image de

59. Dans le cas où l'utilisateur sélectionne la combinaison SDI+ADI, le code mesure l'atténuation due à la combinaison des deux traitements. Dans le cas où l'ADI est utilisé seul (paragraphe IV.2.2.2), les planètes synthétiques sont introduites en dehors de la partie du programme effectuant le traitement SDI. Les deux processus sont ainsi découplés l'un de l'autre.

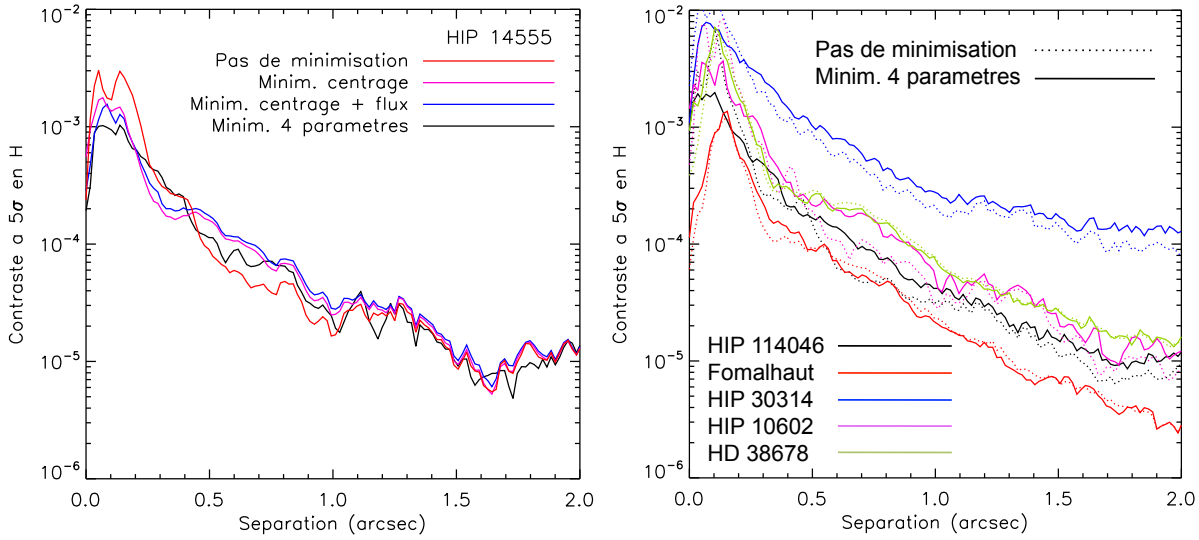

FIGURE IV.2.4 – ***Gauche*** *: Comparaison des profils radiaux de la détection à 5 σ de différents algorithmes de traitement SDI pour l'étoile HIP 14555. J'ai testé les algorithmes suivants : pas de minimisation du recentrage, du rapport de flux et du facteur d'homothétie (courbe rouge), minimisation du recentrage mais pas du rapport de flux et du facteur d'homothétie (courbe magenta), minimisation du recentrage et du rapport de flux mais pas du facteur d'homothétie (courbe bleue) et minimisation des quatre paramètres (courbe noire). Je note que l'algorithme sans minimisation (courbe rouge) atteint des performances moins bonnes pour des séparations de 0,2–0,4″ mais meilleures entre 0,4–1″ que celles des autres algorithmes. Ceci est dû à la minimisation du recentrage (courbes magenta et bleue). La minimisation des quatre paramètres (courbe noire) permet d'améliorer sensiblement les performances à 0,2″, mais ne donne pas des contrastes aussi bons que l'algorithme sans minimisation à 0,5–1″. La minimisation du rapport de flux et du facteur d'homothétie (courbe non montrée) donne des niveaux de détection équivalents à ceux de l'algorithme sans minimisation.* ***Droite*** *: Comparaison des algorithmes sans et avec minimisation des quatre paramètres pour différentes étoiles représentatives des résultats obtenus pour toutes les étoiles du programme d'observation. Je remarque que les algorithmes fournissent des limites de détection similaires pour les étoiles observées sans coronographe (cas de Fomalhaut et HD 38678), alors que l'algorithme sans minimisation donne de meilleurs contrastes au-delà de 0,25″ pour les étoiles observées avec coronographe. Ceci est dû à la minimisation du recentrage, qui ne donne pas de bons résultats avec les images coronographiques.*

référence et non visible dans l'image de soustraction) et 1 (planète ayant le même flux dans les images de référence et de soustraction). Si l'utilisateur choisit d'utiliser plusieurs planètes synthétiques, ces dernières sont introduites toutes en même temps. La mesure de l'atténuation est ainsi effectuée en parallèle de la réduction des données (sans planètes synthétiques). L'utilisateur peut définir le contraste dans chacune des bandes spectrales, la séparation et l'angle de position des planètes. Après l'injection des planètes synthétiques dans les données, le programme effectue la soustraction SDI sur celles-ci en utilisant les valeurs optimisées des données sans planètes.

Enfin, le code détermine les niveaux de détection par le profil radial de l'écart-type azimutal du bruit dans l'image résultant du traitement SDI sur des couronnes de largeur 1 pixel, après avoir lissé cette dernière sur des boîtes de taille 3 pixels × 3 pixels (approximativement la taille de la FEP) pour filtrer le bruit des hautes fréquences spatiales.

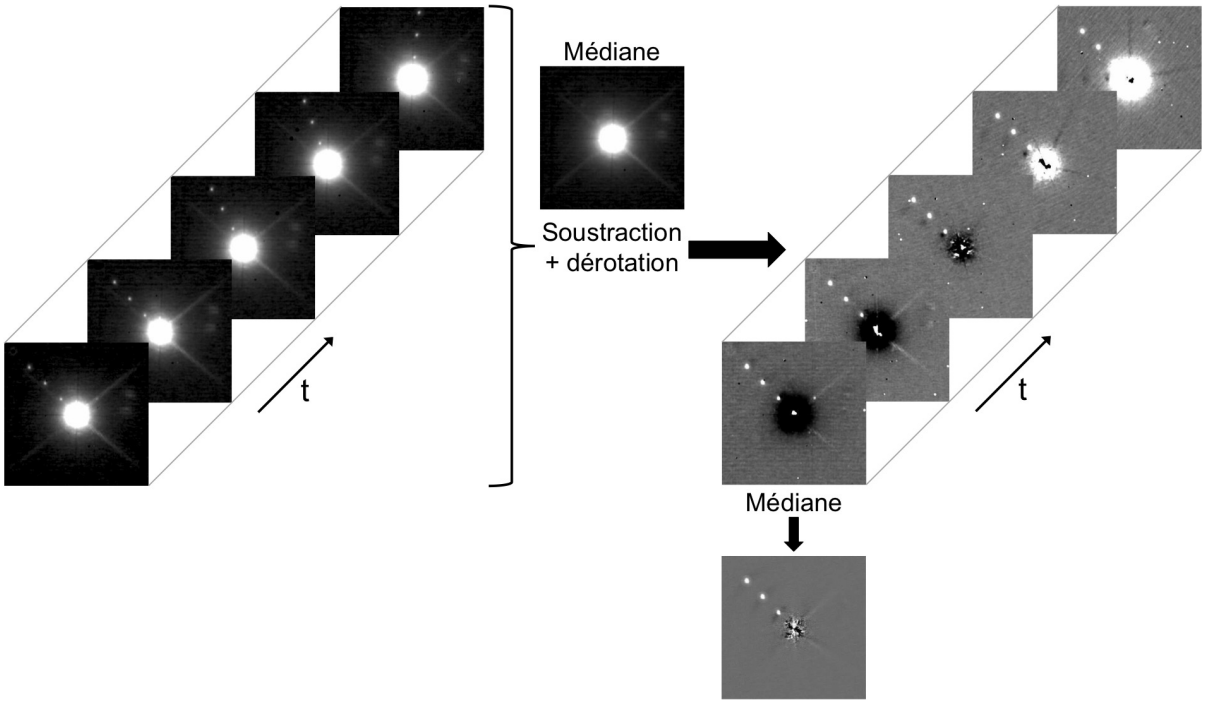

FIGURE IV.2.5 – *Principe du traitement ADI classique.* ***Gauche*** *: Le cube d'images présente la même orientation de la pupille du télescope au cours de la séquence temporelle (les "araignées" produites par la diffraction sur les supports du miroir secondaire restent fixes), mais des orientations différentes pour des objets du champ de vue (ici trois compagnons sur une diagonale). La médiane des images du cube permet d'estimer une image de l'étoile et des aberrations du télescope.* ***Droite*** *: L'image de l'étoile et des aberrations du télescope est soustraite aux images du cube, qui sont ensuite tournées pour aligner les orientations des compagnons. Finalement, le calcul de la médiane de ces images permet de moyenner les résidus des aberrations.*

IV.2.2.2 ADI

Comme je l'ai expliqué au paragraphe IV.1.2, le contraste des images fournies par un système d'optique adaptative est limité par les résidus stellaires. Ceux-ci sont de deux types : dynamiques (temps caractéristique de la dizaine de millisecondes) et quasi statiques (temps caractéristique de quelques minutes à quelques heures). L'ADI peut étalonner une partie des résidus quasi statiques et permet de se rapprocher de l'évolution du rapport signal à bruit imposée par le bruit de photon (proportionnelle à la racine carrée du nombre de photons collectés par le télescope).

Le programme de réduction des données donne le choix entre trois algorithmes : l'ADI classique, l'ADI radial (tous deux décrits dans Marois et al. 2006a) et LOCI (*Locally Optimized Combination of Images*, Lafrenière et al. 2007a).

L'ADI classique soustrait la médiane calculée sur toutes les images à chacune des images individuelles (figure IV.2.5). Les images sont ensuite tournées pour aligner leur champ de vue. L'image finale est la médiane des images. Les deux limitations de l'ADI classique sont les suivantes. La première est la décorrélation progressive des *speckles* quasi statiques avec le temps. Pour des séquences longues ($\geq$1 h), le motif des *speckles* des images en fin de séquence est différent de celui des images en début de séquence. La soustraction de la médiane des images permet d'étalonner la composante corrélée des *speckles* mais pas la composante qui se décorrèle

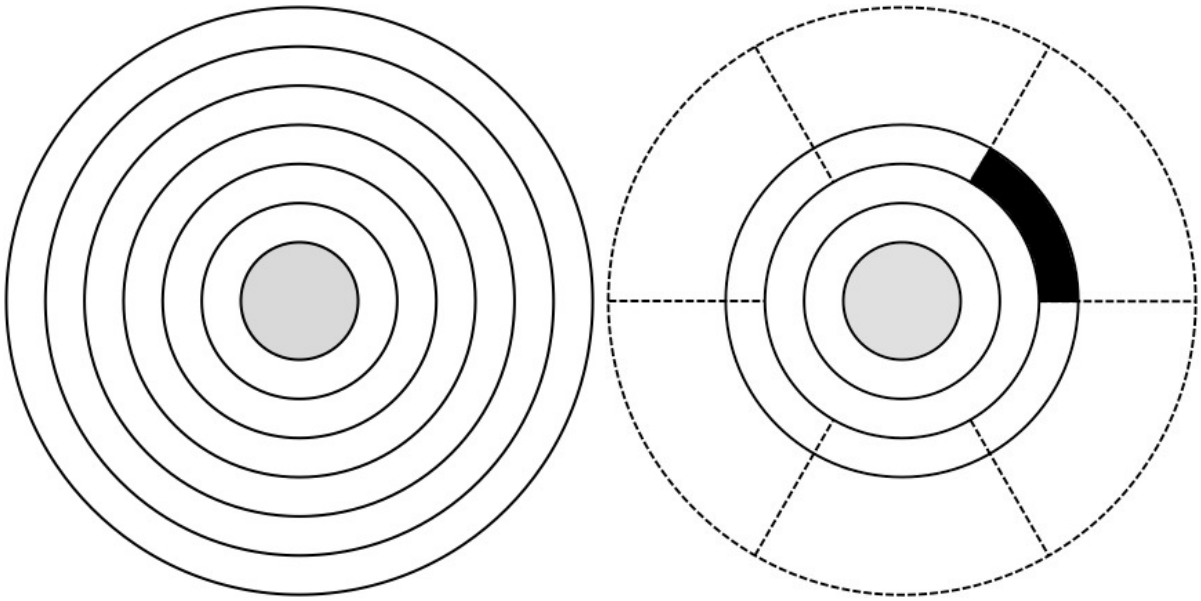

FIGURE IV.2.6 – *Schémas des zones utilisées en ADI radial (**gauche**) et LOCI (**droite**). En ADI radial, les images sont découpées en anneaux concentriques. En LOCI, les anneaux sont eux-mêmes découpés en secteurs de largeur angulaire égale. Pour chaque secteur ou zone de soustraction (voir l'exemple en noir), l'algorithme calcule une image de référence en optimisant la combinaison linéaire d'images dans une zone plus grande incluant la zone de soustraction (traits en tirets). Pour les deux schémas, la zone grisée au centre est la zone où le critère sur le déplacement minimal d'un point source n'est vérifié pour aucune image. Elle n'est donc pas traitée par l'ADI.*

plus rapidement. La deuxième limitation est l'amplitude du déplacement d'un point source, qui augmente quand la séparation au centre de l'image augmente pour une amplitude de rotation donnée. Si un point source ne se déplace pas d'au moins la largeur de la FEP, parce que sa séparation angulaire est petite et/ou l'amplitude de la rotation de l'observation est petite, son flux sera soustrait partiellement par l'ADI. Des algorithmes plus sophistiqués ont ainsi été élaborés pour améliorer les performances de l'ADI aux petites séparations ($<1''$).

L'ADI radial[60] sépare les images en anneaux concentriques de largeur fixe (figure IV.2.6, à gauche). Pour chaque image et chaque anneau, il soustrait la moyenne des anneaux des images dans lesquelles un point source s'est déplacé d'un certain critère, exprimé en unités de la largeur de la FEP. Pour la réduction des données NaCo, j'ai choisi un critère de déplacement de 1 λ/D, des anneaux de largeur 2 λ/D et un rayon maximal de la zone de traitement de $2''$. Le choix de cette dernière valeur vient du fait que, pour les données que j'ai analysées, l'utilisation de l'ADI radial n'apporte plus d'amélioration significative du contraste au-delà de cette séparation par rapport au traitement ADI classique.

L'algorithme LOCI (Lafrenière et al. 2007a) sépare les images en anneaux concentriques de largeur radiale fixe, eux-mêmes divisés en secteurs de largeur azimutale égale (figure IV.2.6, droite). La division des anneaux en secteurs permet de tenir compte des variations spatiales du champ de *speckles*. Pour chaque image et chaque secteur (appelé zone de soustraction), l'algorithme LOCI calcule une image des résidus stellaires (appelée image de référence) par la

60. Il existe plusieurs variantes de cet algorithme. Je décris ici celle que j'ai considérée pendant ma thèse.

combinaison linéaire des images dans lesquelles un point source s'est déplacé d'un certain critère, exprimé en unités de la largeur de la FEP. L'avantage de cet algorithme sur les deux précédents est que les images utilisées pour construire l'image de référence n'auront pas toutes le même poids. Ainsi, si des images sont trop éloignées dans la séquence temporelle de sorte que les *speckles* quasi statiques se sont trop décorrélés, l'algorithme LOCI appliquera un poids faible sur ces images. De même pour des images où la correction de l'optique adaptative est moins bonne. L'image de référence est calculée à partir d'une zone d'optimisation plus grande que la zone de soustraction − mais qui inclue celle-ci − pour limiter l'atténuation d'un point source qui se trouverait dans la zone de soustraction (traits en tirets dans la figure IV.2.6, droite). La taille de la zone d'optimisation est un compromis entre la soustraction des *speckles* et la préservation du flux du point source. Dans le programme de réduction des données, la zone d'optimisation a le même rayon intérieur que la zone de soustraction mais un rayon extérieur plus grand. Un autre paramètre est le rapport d'aspect de la zone d'optimisation, qui est le rapport de la largeur radiale et de la largeur azimutale. Pour la réduction des données, j'ai pris pour les paramètres les valeurs suivantes : critère de déplacement de 1 λ/D, largeur des zones de soustraction de 2 λ/D, rayon maximal de la zone de traitement de $2''$ (plus de gain significatif en contraste au-delà de cette séparation de l'algorithme LOCI par rapport à l'ADI classique pour les données considérées dans ce manuscrit), taille des zones d'optimisation de 300 λ/D et un rapport d'aspect des zones d'optimisation de 1.

Je note que des versions de l'algorithme LOCI optimisées pour limiter fortement l'auto-soustraction des compagnons existent (Marois et al. 2010a; Pueyo et al. 2012). L'amélioration de l'algorithme que j'ai utilisé pendant ma thèse pour tenir compte de ces aspects fait partie des pistes de recherche future envisageables.

Si l'utilisateur a choisi d'introduire des planètes synthétiques, le traitement ADI est aussi appliqué aux cubes contenant ces planètes. Pour le calcul de l'atténuation d'une planète, je me suis posé la question d'utiliser le rapport des maxima du flux ou le rapport des flux sommés sur des valeurs positives [61] dans des ouvertures d'une taille définie par l'utilisateur avant et après le traitement. Je compare à la figure IV.2.7 la transmission [62] calculée par ces deux méthodes de l'algorithme ADI classique appliqué sur les données de HIP 14555 en fonction de la séparation angulaire. Pour cela, j'ai injecté six planètes synthétiques à 0,1, 0,3, 0,5, 1,0, 1,5 et $2''$. Pour le flux total, j'utilise des ouvertures de 6 pixels de diamètre (∼1,5 fois la largeur de la FEP). Bien que similaires aux séparations petites et grandes, je note que les deux courbes sont assez différentes entre 0,3–$1''$ (écarts de 3-12%). Ceci est dû au fait que le flux total dépend de la morphologie de la FEP de la planète, contrairement au maximum. Néanmoins, j'ai vérifié que ces différences d'atténuation ont un effet négligeable sur les limites de détection (section IV.2.3.2). Par la suite, je calcule les atténuations des algorithmes ADI et SDI par le rapport des maxima du flux des planètes synthétiques, car ce critère est mieux adapté à la méthode que j'utilise pour calculer le niveau de bruit des images (écart-type de l'intensité des pixels, section IV.2.2.1).

Pour l'estimation des niveaux de détection, le code lisse les images issues des traitements ADI sur des boîtes de 3 pixels × 3 pixels et calcule le profil radial de l'écart-type azimutal du bruit (section IV.2.2.1).

61. L'image fournie par les traitements différentiels (SDI et/ou ADI) possède des valeurs positives et négatives. Les planètes synthétiques étant injectées avec des valeurs positives, je ne considère que les pixels de valeur positive pour le calcul du flux total.

62. Autrement dit, le complémentaire à 1 de l'atténuation. L'atténuation est la plus forte pour les valeurs faibles de la transmission.

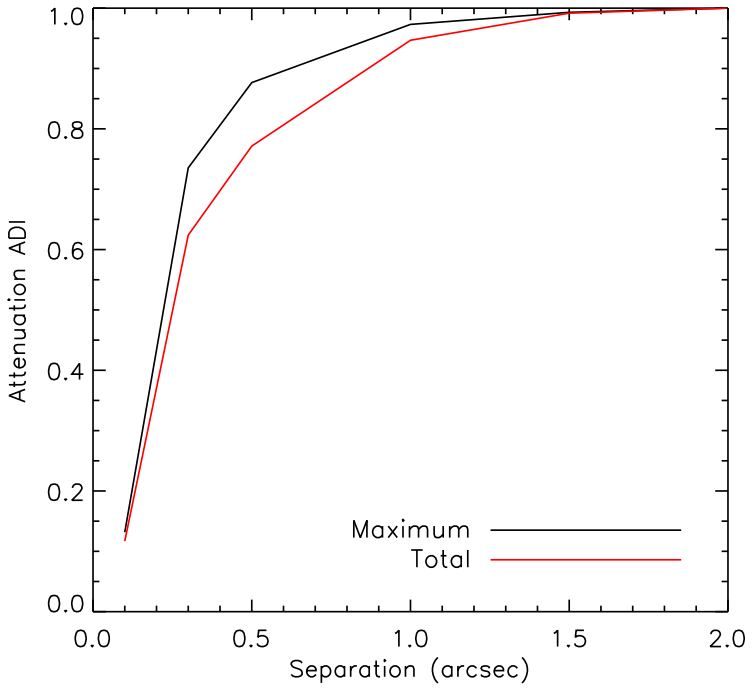

FIGURE IV.2.7 – *Évolution de l'atténuation avec la séparation angulaire de l'algorithme ADI classique appliqué sur les données de HIP 14555, calculée par le rapport des flux maximum (courbe noire) et total (courbe rouge) de planètes synthétiques. Pour cette étude, j'ai considéré six planètes à des séparations de 0,1, 0,3, 0,5, 1,0, 1,5 et 2″ de contraste 5×10^{-2} et 10^{-2} pour les deux plus proches et 10^{-3} pour les autres. Les courbes sont assez similaires sauf dans la région 0,3–1″ (écarts de 3–12%). Néanmoins, cet effet est négligeable sur les valeurs des limites de détection. J'utilise par la suite le rapport des flux maxima pour l'estimation de l'atténuation des traitements différentiels (ADI et/ou SDI).*

IV.2.3 Comparaison des techniques d'imagerie différentielle

Dans cette section, je discute les performances des différentes techniques d'imagerie différentielle discutées au paragraphe IV.2.2.

IV.2.3.1 Images issues des traitements

La figure IV.2.9 montre les images obtenues après les trois traitements ADI pour la longueur d'onde 1,625 μm (en haut et de gauche à droite, ADI classique, ADI radial et LOCI) et les traitements SDI et SDI+ADI classique pour la soustraction 1,575−1,625 (en bas). Les échelles des images sont identiques et linéaires. Le diamètre de la zone centrale des images ADI radial et LOCI (zone non traitée car aucune image ne vérifie le critère du déplacement d'un point source) est 0,06″. Je note que les images traitées par ADI classique et ADI radial (en haut, gauche et milieu) ont un aspect assez similaire et font toutes deux apparaître une structure au centre des images. Cette dernière ressort plus nettement sur l'image produite par l'ADI radial. La raison est que ce dernier impose un critère sur le déplacement d'un point source : pour les anneaux les plus petits (schéma de gauche de la figure IV.2.6), l'image de référence sera construite à partir d'images plus éloignées dans le temps, qui ont des structures des résidus stellaires différentes de celle de l'image à traiter. L'ADI classique considère l'ensemble des images de la séquence,

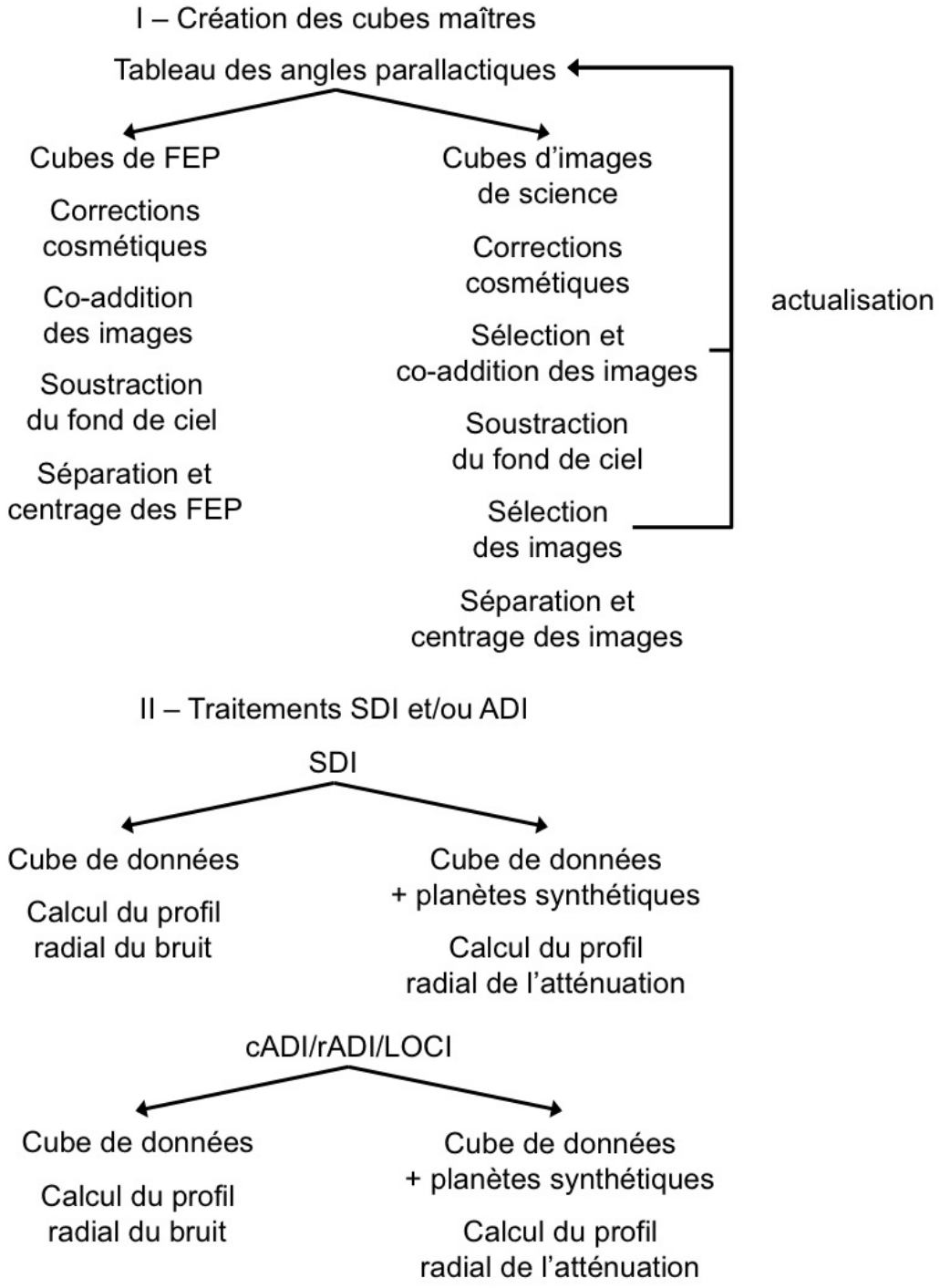

FIGURE IV.2.8 – *Organigramme de la chaîne de réduction des données. Voir les sections IV.2.1 et IV.2.2 pour l'explication détaillée des étapes.*

d'où une meilleure soustraction des résidus (mais aussi une atténuation des points sources plus grande). Cette structure est formée d'une composante positive (en blanc) et d'une composante négative (en noir). Cette structure est due aux variations temporelles de la correction de l'optique adaptative. En effet, les observations en bande H (longueur d'onde centrale de 1,65 μm) ne sont

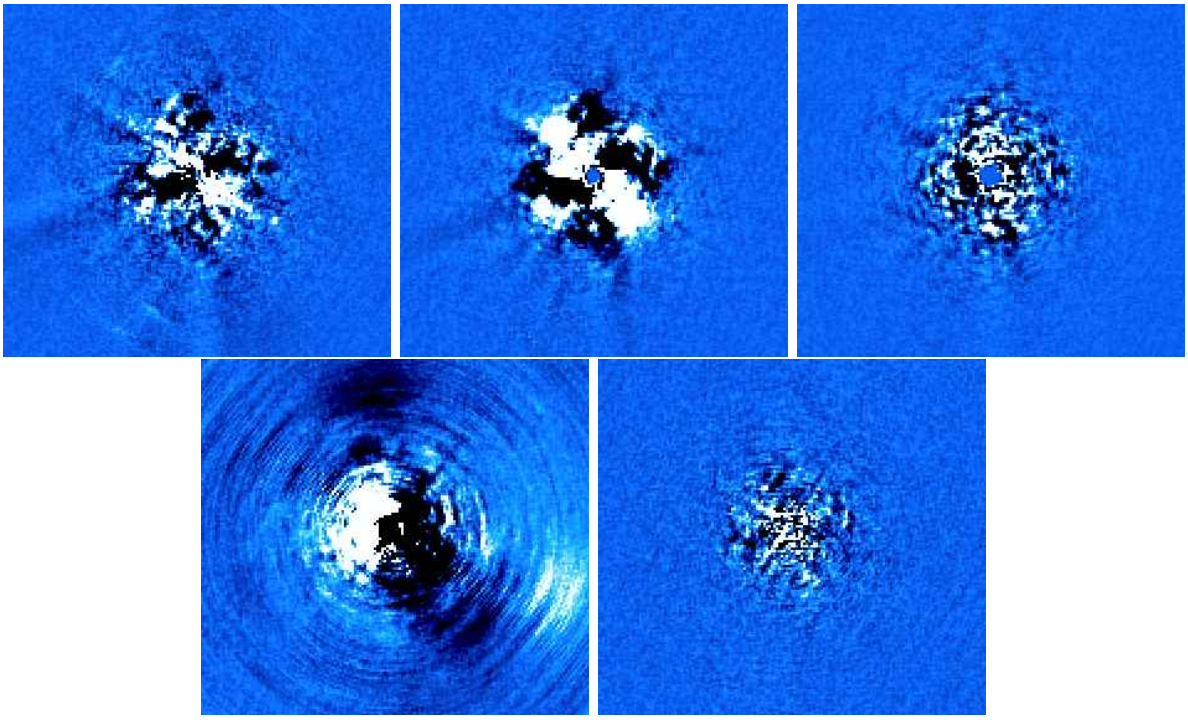

FIGURE IV.2.9 – *Images produites par les traitements ADI classique, ADI radial et LOCI pour le filtre spectral à 1,625 μm (**en haut, de gauche à droite**), et SDI et SDI+ADI classique pour la soustraction 1,575−1,625 (**en bas, de gauche à droite**) pour l'étoile HIP 14555. Les images sont normalisées au maximum de la FEP et seuillées entre -5×10^{-5} et $+5\times10^{-5}$. Les échelles sont identiques et linéaires. Le nord est en haut et l'est à gauche. Le diamètre de la zone centrale des images ADI radial et LOCI (zone non traitée car aucune image ne vérifie le critère du déplacement d'un point source) est 0,06″.*

pas limitées par la diffraction, autrement dit la largeur de la FEP observée (∼51–85 mas pour les données que j'ai analysées) est plus grande que celle prédite par la diffraction (∼42 mas). Les performances de l'optique adaptative sont donc plus variables au cours du temps. L'algorithme LOCI (en haut à droite) ne montre pas cette structure pour des séparations inférieures à 0,2″, car l'image de référence est formée par une combinaison linéaire optimisée des images. Par exemple, les images où la correction de l'optique adaptative sera trop différente de celle de l'image à traiter ont des poids faibles. Cependant, aux courtes séparations, le nombre d'images utilisées pour la combinaison linéaire est petit car le champ de vue tourne lentement. Ceci explique que la présence de résidus près du centre de l'image (en haut à droite). Un autre moyen de s'affranchir des variations de la correction de l'optique adaptative est d'appliquer le traitement SDI avant le traitement ADI. Le résultat de ce traitement est montré en bas à droite dans le cas SDI+ADI classique. La structure près du centre de l'image n'apparaît plus et le niveau des résidus est plus faible aux courtes séparations (≤0,2″) que celui de l'image produite par le traitement LOCI (en haut à droite).

IV.2.3.2 Limites de détection à 5 σ

Pour le calcul des limites de détection SDI et SDI+ADI classique, je me place dans le cas extrême où le contraste relatif des planètes entre les deux bandes est 0. Ce cas correspond à une

planète dont l'atmosphère contient du méthane qui absorbe complètement le flux à la longueur d'onde de l'image de soustraction. Je néglige ainsi l'atténuation du traitement SDI. Pour la combinaison SDI+ADI classique ainsi que les traitements ADI, je tiens compte de l'atténuation de l'algorithme ADI en introduisant six planètes synthétiques de séparation 0,1, 0,3, 0,5, 1, 1,5 et 2″ et de contraste 5×10^{-2} et 10^{-2} pour les deux plus proches et 10^{-3} pour les autres. J'ai aussi injecté ces planètes dans deux directions à 180° pour moyenner les variations azimutales. J'ai choisi les valeurs de séparation et d'angle de position pour éviter que le flux d'une planète synthétique soit contaminé par celui des autres planètes et biaise par conséquent l'estimation de l'atténuation ADI (je rappelle que les planètes synthétiques sont injectées toutes en même temps, paragraphe IV.2.2.1). Si les planètes sont trop proches radialement, leurs flux pourraient s'additionner. Le problème existe aussi pour l'angle de position. En effet, si la rotation ADI est importante et que les planètes synthétiques ne sont pas assez écartées angulairement, leurs signatures vont se mélanger lors de l'estimation de l'image de référence des résidus stellaires et fausser le calcul de l'atténuation ADI. J'ai choisi une valeur de 180° par rapport à l'amplitude de rotation la plus importante des étoiles du programme d'observation. Celle-ci est la plus forte pour Fomalhaut et vaut 155° (table IV.1.1).

La figure IV.2.10 représente les limites de détection à 5 σ des différents algorithmes sans (en haut) et avec (en bas) prise en compte de l'atténuation ADI de points sources hors-axe. Pour les séparations inférieures à 0,1″, où je n'ai pas injecté de planètes synthétiques, j'impose les valeurs de l'atténuation à des valeurs arbitrairement petites car ces régions sont masquées par la pastille centrale du FQPM (figure IV.2.1). Pour le graphique du bas, les limites de détection des trois algorithmes ADI (ADI classique, ADI radial et LOCI) et du traitement SDI+ADI classique sont corrigées de l'atténuation induite par le traitement ADI, alors que celle du traitement SDI ne l'est pas (hypothèse optimiste d'une planète visible dans une bande spectrale et non visible dans l'autre). Sans tenir compte de l'atténuation (graphique du haut), le niveau de détection atteint par l'ADI classique (noté cADI, courbe rouge) est meilleur que celui de l'ADI radial (noté rADI, courbe verte) aux séparations plus petites que 0,4″. Ceci est dû au fait que l'ADI radial utilise un critère sur le déplacement de points sources pour la sélection des images considérées pour la construction de l'image de référence (section IV.2.2.2). En particulier aux petites séparations, les images utilisées seront assez éloignées dans le temps et auront un champ de résidus moins corrélé avec celui de l'image à traiter. Toutefois, l'ADI radial atténue moins que l'ADI classique, grâce au critère de déplacement de points sources. Ceci est illustré sur le graphique du bas, où les performances des deux algorithmes sont similaires aux séparations plus proches que 0,5″. Quant au LOCI (courbe bleue), les performances sans prise en compte de l'atténuation sont meilleures que celles des traitements ADI classique et ADI radial, en particulier aux courtes séparations (∼0,25″). Ceci est en accord avec le résultat attendu, car la soustraction des *speckles* par le LOCI est bien moins sensible aux variations de la correction de l'optique adaptative que les deux algorithmes précédents (figure IV.2.9, en haut à droite). Cependant, ce graphique ne permet pas de comparer les performances réelles des algorithmes de traitement différentiel, car il ne prend pas en compte l'atténuation de ceux-ci. Je tiens compte de cet aspect uniquement pour les algorithmes ADI dans le graphique du bas. En considérant de nouveau l'algorithme LOCI, je note que le niveau de détection réel permis par ce dernier est réduit d'un facteur 4, mais reste cependant meilleur que ceux des ADI classique et radial. Pour le traitement SDI (courbe noire), la limite de détection est légèrement meilleure ou similaire à celle du LOCI aux séparations inférieures à ∼0,5″, mais est plus mauvaise au-delà. Ceci est dû au fait qu'aux séparations supérieures à 0,5″, le bruit de détection dominant n'est plus le bruit de *speckles* mais les bruits de photon et de lecture. Dans ce cas-là, la soustraction SDI augmente le niveau de bruit. Enfin, les performances du traitement SDI+ADI classique corrigées de l'atténuation ADI permettent

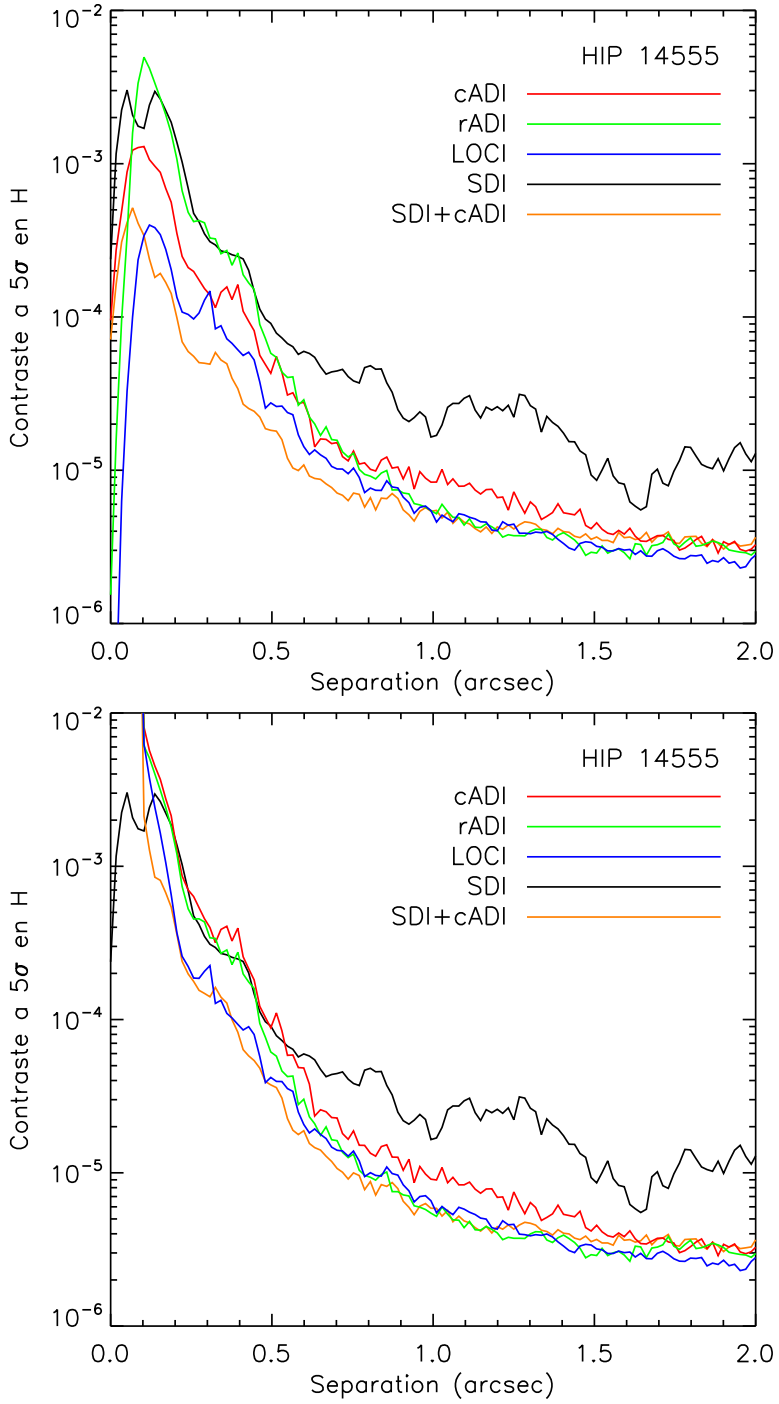

FIGURE IV.2.10 – *Profils radiaux de la limite de détection en contraste par rapport à l'étoile après les traitements SDI, ADI classique (noté cADI), ADI radial (noté rADI) et LOCI correspondant aux images de HIP 14555 montrées à la figure IV.2.9. Le graphique du* ***haut*** *ne prend pas en compte l'atténuation de points sources. Celui du* ***bas*** *tient compte de l'atténuation du traitement ADI mais pas celle du traitement SDI (paragraphe IV.2.3.2). J'ai mesuré l'atténuation des traitements ADI classique, ADI radial et LOCI en introduisant douze planètes synthétiques de séparation 0,1, 0,3, 0,5, 1, 1,5 et 2″, de contraste* 5×10^{-2} *et* 10^{-2} *pour les deux plus proches et* 10^{-3} *pour les autres et dans deux directions d'angle 180°.*

un gain important en contraste (d'un facteur ∼5) par rapport à tous les algorithmes précédents, à l'exception de l'algorithme LOCI pour les séparations inférieures à 0,5″. Ceci s'explique par le fait que le SDI peut étalonner les *speckles* produits par les variations temporelles de la correction de l'optique adaptative et augmente ainsi l'efficacité de l'ADI classique (figure IV.2.9, image en bas à droite à comparer à celle en haut à gauche). Les niveaux de détection à 5 σ obtenus par Boccaletti et al. (2008) pour AB Doradus (figure IV.1.2) ne tiennent pas compte de l'atténuation ADI. Si je compare le niveau de détection à 5 σ atteint à 0,25″ pour HIP 14555 sans prendre en compte l'atténuation (graphique du haut de la figure IV.2.10) avec celui pour AB Doradus, je note qu'il vaut $4{\times}10^{-5}$ pour la première étoile contre 10^{-4} pour la seconde, soit 2,5 fois mieux. Ceci est dû au mode d'observation. HIP 14555 a été observée en ADI avec une rotation de 66° (champ de vue tournant progressivement par rapport au détecteur tout en maintenant les aberrations du télescope fixes), alors qu'AB Doradus l'a été en changeant manuellement l'orientation du champ de vue par pas de 5° pour couvrir une rotation de 50°.

J'ai comparé les performances de plusieurs techniques d'imagerie différentielle (cADI, rADI, LOCI, SDI et SDI+cADI) à l'aide des profils radiaux de l'écart-type azimutal du bruit. Cette méthode n'est pas complètement satisfaisante car en moyennant azimutalement le bruit, on perd l'information sur sa structure locale. Or c'est cette dernière qui compte pour la détection de points sources. Marois et al. (2008a) ont en particulier montré que le niveau de confiance avec lequel on détecte un point source dans une image est lié à la structure du bruit. Dans le cas d'images traitées en ADI, cette structure est quasi gaussienne et un critère à 5 σ est pertinent. Une autre limitation des profils radiaux vient de la comparaison des performances des techniques d'étalonnage des *speckles*. En examinant les images de la figure IV.2.9, je note une grande disparité entre les morphologies des champs de résidus stellaires selon la technique employée. Par exemple, les images en ADI classique et radial ont des structures bien moins homogènes azimutalement que les images LOCI, SDI et SDI+ADI classique. Un point source aura un rapport signal à bruit bien différent selon son angle de position dans l'image pour une séparation donnée. En moyennant ces variations, le profil radial lisse ces dernières et pourrait donner des limites de détection meilleures que ce qu'elles sont en réalité. Ainsi, par exemple, le gain d'un algorithme optimisé comme le LOCI par rapport aux algorithmes ADI classique et radial serait moindre que ce à quoi on pourrait s'attendre au vu des images issues des traitements (figure IV.2.9). Une solution serait de calculer des cartes des niveaux de détection, comme ont fait Lagrange et al. (2012b) pour des observations ADI du disque entourant l'étoile HR 4796 A, et d'en faire le profil radial moyen. Je montre les profils radiaux moyens du niveau de bruit (sans prise en compte de l'atténuation de points sources) des cartes correspondant aux images de HIP 14555 à la figure IV.2.11. Ce graphique est à comparer avec celui en haut de la figure IV.2.10. Je remarque que les courbes des traitements rADI, LOCI et SDI+cADI (courbes verte, bleue et orange respectivement) sont équivalentes par les deux méthodes, alors que les courbes des traitements ADI et surtout SDI (courbes rouge et noire) montrent des niveaux de détection meilleurs pour le profil radial moyen de la carte de l'écart-type du bruit. Dans cet exemple, on ne voit pas d'amélioration significative de l'étalonnage des *speckles* par l'algorithme LOCI. Je n'ai pas eu le temps de réaliser cette étude pour l'ensemble des étoiles du programme d'observation pour vérifier si j'obtiens des résultats similaires. Comme les performances relatives des algorithmes ADI dépendent des conditions d'observations (atmosphérique et instrumentale), je ne peux donc pas conclure sur l'efficacité de l'algorithme LOCI à mieux étalonner les *speckles* aux courtes séparations. Je pourrai néanmoins mener cette étude dans les mois qui suivront ma thèse. Par la suite, j'ai décidé de déterminer les niveaux de détection du programme d'observation en calculant le profil radial de l'écart-type azimutal du bruit des images fournies par les traitements différentiels.

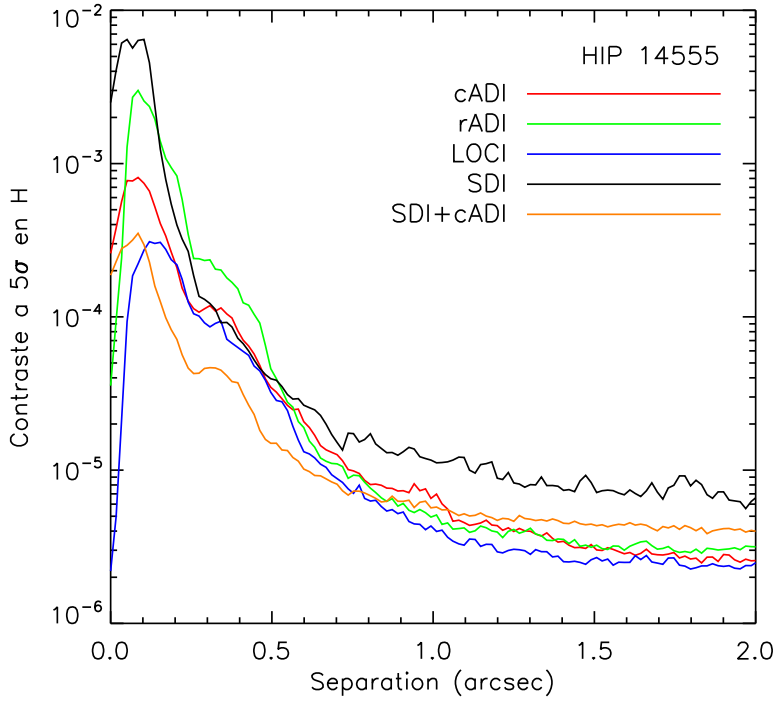

FIGURE IV.2.11 – *Niveaux de bruit à 5 σ calculés par le profil moyen de la carte de l'écart-type du bruit à 5 σ. Je ne tiens pas compte de l'atténuation des traitements différentiels donc ce graphique est à comparer avec celui en haut de la figure IV.2.10. Je remarque que les courbes des traitements rADI, LOCI et SDI+cADI (courbes verte, bleue et orange respectivement) sont équivalentes par les deux méthodes, alors que les courbes des traitements ADI et surtout SDI (courbes rouge et noire) montrent des niveaux de détection meilleurs pour le profil radial moyen de la carte de l'écart-type du bruit.*

Dans le chapitre suivant, je discute les performances en contraste, température effective et masse pour l'ensemble des étoiles du programme d'observation.

Chapitre IV.3

Interprétation des performances du programme d'observation

J'ai analysé l'ensemble des données en utilisant le traitement ADI classique. Aucun point source n'a été détecté dans les images. Toutefois, les performances de l'ADI classique se dégradent quand la séparation à l'étoile diminue à cause de la non-optimisation de la combinaison des images utilisées pour construire l'image de référence (voir par exemple l'image en haut à gauche de la figure IV.2.9). Le traitement des images avec l'algorithme LOCI pourrait améliorer l'étalonnage des *speckles* proches du centre de l'image et permettre la détection de points sources dans ces régions. Je mènerai cette étude après ma thèse. Dans le cas où aucun point source n'est détecté dans une image, le niveau de détection mesuré dans cette dernière donne néanmoins une information importante sur la sensibilité des observations. Je présente d'abord les limites de détection en contraste, température effective et masse pour le traitement ADI classique seul (section IV.3.1). À la section IV.3.2, j'explique dans un premier temps les difficultés de l'interprétation des flux mesurés en SDI, et je propose une méthode basée sur les modèles évolutifs d'objets de masse substellaire pour répondre à ce problème. Cependant, je ne peux pas appliquer cette méthode à toutes les étoiles observées, car je ne dispose pas actuellement de la photométrie dans les filtres SDI de NaCo de modèles d'évolution échantillonnés aux faibles masses ($\lesssim$10 M_J)[63]. Néanmoins, j'emploie la méthode considérée pour le traitement ADI classique seul, en me plaçant dans l'hypothèse optimiste où l'atténuation du traitement SDI est nulle (planète contenant du méthane), pour déterminer les meilleures performances permises par la combinaison SDI+ADI classique. Enfin, j'applique sur deux exemples d'étoile la méthode que j'ai décrite pour l'interprétation des données SDI pour évaluer les performances réelles de la combinaison SDI+ADI classique (section IV.3.3).

IV.3.1 Limites de détection en ADI classique

IV.3.1.1 Niveaux de détection à 5 σ

La figure IV.3.1 montre ces limites en termes de contraste par rapport à l'étoile à 5 σ. Ces dernières sont moyennées sur les quatre filtres SDI. Pour plus de clarté, j'ai séparé l'ensemble des résultats du programme d'observation (18 jeux de données) en deux graphiques. Je tiens compte de l'atténuation de l'ADI classique en introduisant seize planètes synthétiques à des séparations

63. Les modèles sont téléchargeables depuis le site de France Allard (`http://perso.ens-lyon.fr/france.allard/`), mais ils ne fournissent pas la photométrie dans les filtres SDI.

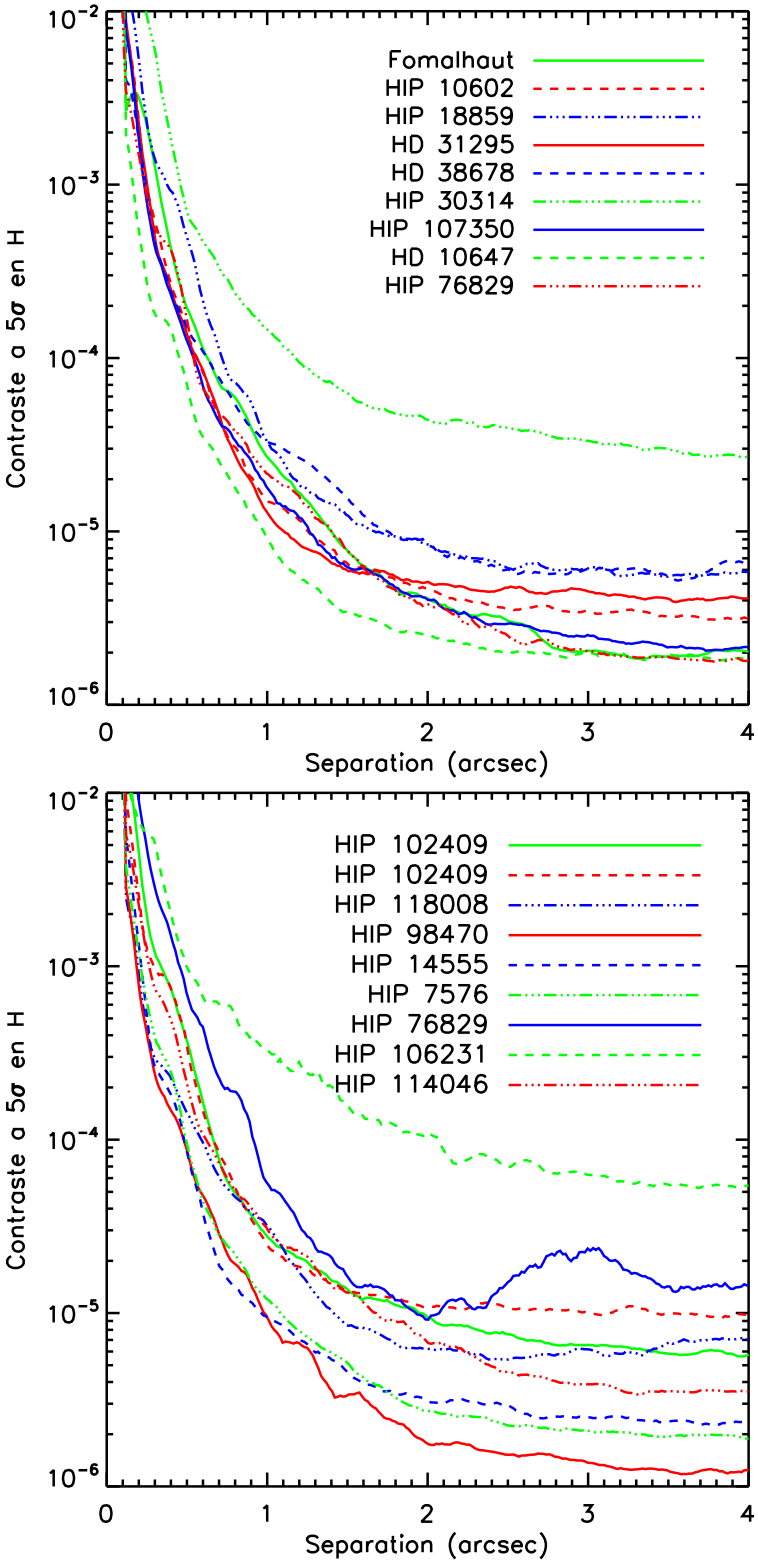

FIGURE IV.3.1 – *Limites de détection en contraste après le traitement ADI classique pour l'ensemble des étoiles du programme d'observation.*

de 0,1, 0,3, 0,5, 1, 1,5, 2, 3 et 4″, de contraste 5×10^{-2} et 10^{-2} pour les deux plus proches et 10^{-3} pour toutes les autres et dans deux directions d'angle 180°.

Je distingue deux régimes d'évolution du contraste :

– Séparations $\lesssim$1,5″ : le contraste diminue rapidement car le bruit de détection dominant est le bruit de *speckles*, or celui-ci est étalonné par l'ADI classique. À 1″, les niveaux de détection médians sont de 2×10^{-5}–3×10^{-5}.
– Séparations $\gtrsim$1,5″ : le contraste diminue moins et sature au-delà de 2–2,5″ car les bruits dominants sont le bruit de photon (les filtres SDI ont des largeurs étroites de 0,025 μm) ou le bruit de lecture du détecteur.

Les niveaux de détection les moins bons sont ceux des étoiles HIP 106231 et HIP 30314 ($\sim10^{-4}$ à 2″). En effet, les conditions d'observation étaient les plus mauvaises (*seeing* de 1,83″ et 1,70″ respectivement, table IV.1.1) et les amplitudes de rotation étaient faibles (10° et 15° respectivement).

J'observe une remontée du contraste au-delà de 2″ pour l'observation de HIP 76829 dans le mode champ de vue fixe par rapport au détecteur (graphique du bas, courbe en trait plein bleu). Ceci est dû au mode d'observation non optimal de l'étoile pour l'ADI (le mode optimal correspond au cas où la pupille est fixe par rapport au détecteur). Pour cette étoile, l'orientation de la pupille du télescope tourne au cours du temps. Pour utiliser le même traitement ADI que pour les autres étoiles, le code applique une rotation artificielle en tournant numériquement les images du cube maître. La suite du traitement est identique au traitement des observations en mode pupille fixe par rapport au détecteur (paragraphe IV.2.2.2).

Les données acquises en mode saturé (sans coronographe) montrent de moins bonnes performances aux grandes séparations ($\gtrsim$1,5″) par rapport à des étoiles de même magnitude observées dans des conditions atmosphériques (*seeing*, amplitude de rotation) similaires mais avec le coronographe FQPM. Par exemple, HIP 118008 a un niveau de détection trois fois moins bon que HIP 7576, alors que les temps d'intégration par image sont du même ordre de grandeur (20 et 30 s respectivement). Un autre exemple est HD 38678 et HIP 114046 : les temps d'intégration sont semblables (2,5 et 3 s respectivement) mais le contraste par rapport à l'étoile atteint pour la première est moins bon d'un facteur 2. Une exception est Fomalhaut, dont le contraste continue de diminuer au-delà de 2″ car le nombre d'images additionnées est grand (temps de pose résultant de $50 \times 0{,}5$ s $= 25$ s).

En considérant maintenant le domaine des séparations plus petites que 1,5″, où le bruit de détection dominant est le bruit de *speckles*, je note que les contrastes les plus faibles sont obtenus pour les observations combinant un DIT long, un *seeing* petit et une grande amplitude de rotation (tables IV.1.1 et IV.1.2). En particulier, les quatre meilleures courbes correspondent à des étoiles observées en août 2010, où les conditions d'observation étaient plus favorables (HD 10647, HIP 98470, HIP 14555 et HIP 7576). Une exception semble être Fomalhaut, dont la courbe de détection est quelque peu décevante en regard de la très forte amplitude de rotation (155°) et des bonnes conditions d'observation (*seeing* moyen de 0,85″, table IV.1.1). Cependant, la durée de cette observation est de 3 h. En un temps d'observation aussi long, la correction de l'optique adaptative a varié fortement et génère des *speckles* de temps de vie courts. Ceux-ci sont la limitation principale à l'étalonnage de l'ADI classique. Néanmoins, en appliquant le traitement SDI préalablement au traitement ADI classique, on atténue l'intensité de ces *speckles* d'un facteur 4 à 10 aux séparations inférieures à 0,5″ (paragraphe IV.3.2.2). Une étude intéressante que je n'ai pas eu le temps de mener serait de ne traiter que les parties de la séquence d'observation pendant lesquelles le champ de vue autour de l'étoile a tourné le plus vite, c'est-à-dire les données acquises lorsque l'étoile est passée au zénith. En enlevant les images du début et de la fin de la séquence, la corrélation temporelle des *speckles* sera peut-être améliorée, d'où une meilleure performance

de l'algorithme ADI classique. Une autre possibilité serait d'appliquer le traitement LOCI − non seulement pour cette étoile mais aussi pour toutes les autres observées −, car ce dernier appliquera un poids faible aux images trop éloignées dans le temps. Je traiterai l'ensemble des données avec l'algorithme LOCI dans les mois qui suivront ma thèse.

IV.3.1.2 Limites de sensibilité en température effective de compagnons

Lorsqu'aucun point source n'est détecté dans les données d'une observation, on peut néanmoins estimer les limites de sensibilité de cette dernière en termes de propriétés physiques de compagnons que l'on aurait pu détecter. Pour cela, on suppose que le niveau de bruit mesuré dans une image à X σ (ici X = 5) correspond au flux d'un compagnon. Les deux propriétés physiques de compagnon que je considère par la suite sont la température effective et la masse. Les limites en température effective me permettront d'évaluer la pertinence ou non de l'utilisation du mode SDI pour la réduction des données. En effet, si celles-ci ne descendent pas en dessous de 1300 K (température d'apparition des bandes d'absorption du méthane Burrows et al. 1997; Chabrier et al. 2000), l'utilisation du SDI n'apportera pas de gain en sensibilité car le flux d'un éventuel compagnon s'auto-soustraira. En théorie, cela se produit à faible séparation angulaire ($<$1,3″ pour la soustraction la plus grande 1,575−1,625) mais en pratique, ce phénomène d'auto-soustraction peut être assez important sur une grande partie voire la quasi-totalité du champ de vue SDI (section IV.3.2.1). Les limites en masse, quant à elles, seront utiles pour déterminer la nature physique (planète, naine brune) des compagnons que l'on aurait pu détecter.

La conversion des contrastes mesurés dans les images en températures effectives de compagnons potentiellement détectables suppose l'utilisation d'un modèle d'évolution d'objets de masse substellaire. J'utilise le modèle BT-SETTL (Allard et al. 2011), qui est valide pour les objets de masse allant du régime stellaire jusqu'au régime planétaire ($M_\mathrm{p} \lesssim 25\ M_\mathrm{J}$, Schneider et al. 2011) et de température effective aussi froide que 400 K. Ce modèle néglige les effets de l'irradiation stellaire mais tient compte de l'opacité des nuages. Il donne pour chaque âge, compris entre 1 Ma et 10 Ga par pas de 1, 10, 100 et 1 000 Ma, la masse, la température effective et les magnitudes absolues dans les différents filtres de NaCo. Pour convertir les contrastes compagnon/étoile à 5 σ en température effective, j'utilise la relation liant ceux-ci aux magnitudes apparentes du compagnon et de l'étoile :

$$\mathrm{m_c} - \mathrm{m_\star} \ = \ -2{,}5 \times log_{10}\left(\frac{F_\mathrm{c}}{F_\star}\right) \tag{IV.3.1}$$

où $\mathrm{m_c}$ est la magnitude apparente du compagnon, $\mathrm{m_\star}$ la magnitude apparente de l'étoile, F_c le flux du compagnon et $F_\star$ le flux de l'étoile. Les valeurs du rapport $F_\mathrm{c}/F_\star$ sont données par la figure IV.3.1.

Les modèles d'évolution donnant des magnitudes absolues, je remplace $\mathrm{m_c}$ en utilisant la relation entre les magnitudes apparente et absolue :

$$\mathrm{m_c} - \mathrm{M_c} \ = \ 5 \times log_{10}(d) - 5 \tag{IV.3.2}$$

où $\mathrm{M_c}$ est la magnitude absolue du compagnon et d la distance de l'étoile en pc.

J'obtiens finalement :

$$\mathrm{M_c} \ = \ \mathrm{m_\star} - 2{,}5 \times log_{10}\left(\frac{F_\mathrm{c}}{F_\star} d^2\right) + 5 \tag{IV.3.3}$$

Je convertis ensuite les magnitudes absolues mesurées en température effective en faisant une interpolation linéaire des magnitudes absolues du modèle d'évolution sur les magnitudes

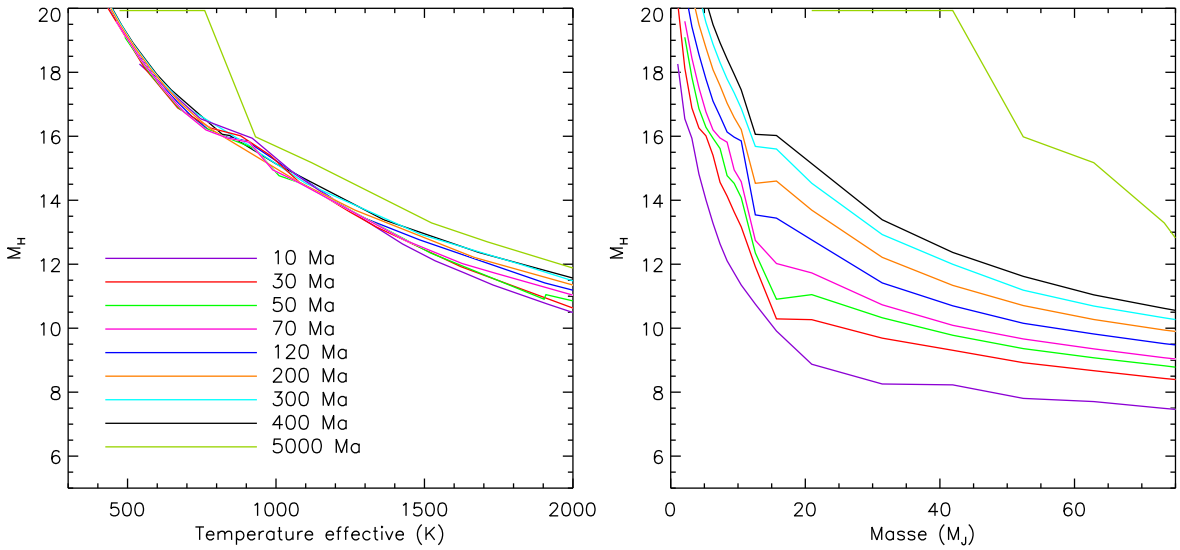

FIGURE IV.3.2 – *Courbes d'évolution de la magnitude absolue en bande H en fonction de la température effective (**gauche**) et de la masse (**droite**) d'un compagnon pour différents âges de l'étoile. Le modèle utilisé est le modèle BT-SETTL (Allard et al. 2011, section IV.3.1.2). La légende est commune aux deux graphiques. La relation magnitude absolue - température effective dépend peu de l'âge de l'étoile, à part pour un âge de 5 Ga (voir note 64). Au contraire, la relation magnitude absolue - masse dépend critiquement de l'âge de l'étoile, d'autant plus que la magnitude absolue est faible (en particulier pour* $M_H \leq 16$*).*

absolues mesurées et en utilisant les âges de la table IV.1.1 et les courbes du graphique de gauche de la figure IV.3.2. Quand l'âge de l'étoile n'est pas modélisé, j'utilise la valeur dans la grille des modèles qui est la plus proche de l'âge estimé de l'étoile. J'utilise la même méthode pour convertir les niveaux de détection en contraste à 5 σ en limites de sensibilité en masse de compagnons (section IV.3.1.3).

Je montre les limites de détection en température effective du programme d'observation pour l'ADI classique à la figure IV.3.3. Un premier point important est que toutes les limites de détection atteignent 1300 K (à des séparations supérieures à 0,5–0,6″ pour 50% des cibles), qui est la température seuil où les bandes d'absorption du méthane apparaissent dans le cas où l'atmosphère est à l'équilibre chimique (Burrows et al. 1997; Chabrier et al. 2000). Ce résultat est important car il justifie l'intérêt d'utiliser le traitement SDI, ce que je fais dans la section IV.3.2. Cette température est atteinte à des séparations plus petites pour les étoiles observées au mois d'août (en moyenne, ∼0,5″ pour le graphique du bas de la figure IV.3.3 contre ∼1″ pour le graphique du haut de la même figure). Ceci est dû aux meilleures conditions d'observation (contrastes compagnon/étoile plus faibles, figure IV.3.1), mais aussi aux distances des étoiles globalement un peu plus petites (valeur médiane de 19,2 pc contre 23,8 pc) et aux magnitudes apparentes des étoiles légèrement plus grandes (valeur médiane de 4,83 contre 4,34, table IV.1.1). En particulier, HIP 114046 est très proche du Soleil (3,3 pc) et HIP 14555 a la magnitude apparente la plus élevée ($m_H = 6{,}58$). Les limites de sensibilité de ces deux étoiles atteignent même des températures inférieures à 500 K (à ∼2″), qui est la température minimale accessible par SPHERE autour d'étoiles de type M mais à une séparation de 0,2″ (section I.2.3.1). Un autre exemple est HIP 102409 et HIP 76829 (observation en champ du vue fixe par rapport au détecteur, courbe en points-tirets rouges du graphique du haut de la figure IV.3.3). Les limites de

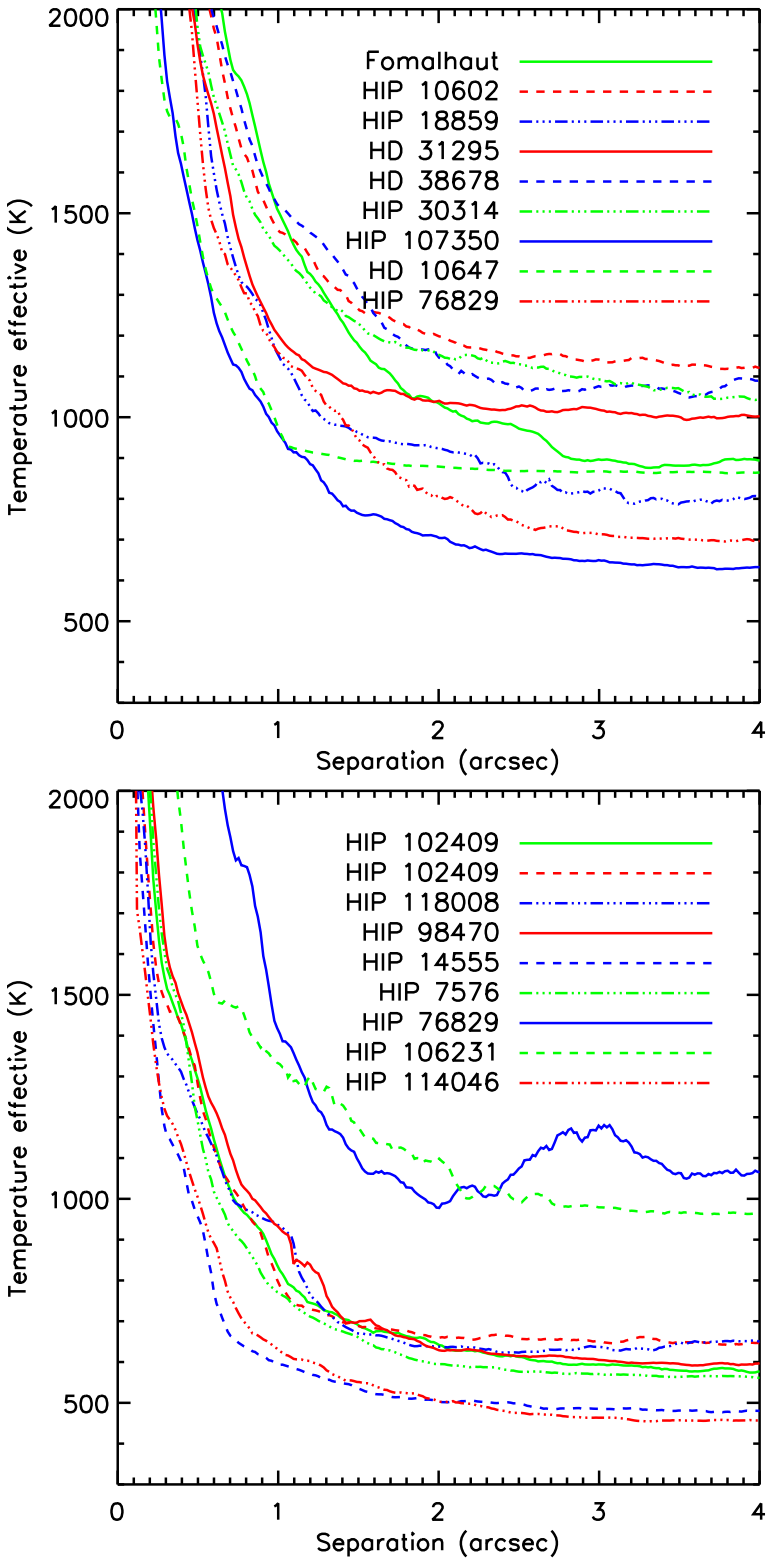

FIGURE IV.3.3 – *Limites de sensibilité en température effective après le traitement ADI classique pour l'ensemble des étoiles du programme d'observation.*

détection en contrastes sont moins bonnes pour la première étoile à partir de 1,5″, mais celle-ci est plus proche et a une magnitude apparente plus faible. En convertissant les limites en contrastes en limites en température effective, les performances pour HIP 102409 sont meilleures que pour HIP 76829 (∼600 K contre 700 K). La plupart des limites de détection des étoiles observées au mois d'août descendent à des températures inférieures à 700 K, à l'exception de HIP 106231 et HIP 76829 (graphique du bas de la figure IV.3.3, courbes en tirets verts et en trait plein bleu), à cause de mauvaises conditions et d'un mode d'observation non optimal, et HD 10647 (graphique du haut de la figure IV.3.3, courbe en tirets verts), qui est plus vieille (∼5 Ga[64]). Les courbes de sensibilité en température effective pour les étoiles observées en décembre et Fomalhaut sont limitées à des valeurs comprises entre 800 et ∼1100 K. Bien que cette dernière soit proche du Soleil (7,7 pc), sa magnitude apparente est la plus petite ($m_H = 0{,}94$).

IV.3.1.3 Limites de sensibilité en masse de compagnons

Je discute finalement les limites de détection en masse de compagnons que l'on aurait pu détecter à partir de l'interpolation linéaire des relations magnitude absolue - masse (graphique de droite de la figure IV.3.2). Cette grandeur physique est très sensible à l'âge de l'étoile, comme le montrent les courbes tracées à la figure IV.3.4. En particulier dans le graphique du haut, je note une forte ségrégation spatiale suivant que les étoiles sont âgées de moins de 200 Ma (courbes atteignant des masses faibles), de 300–400 Ma (HD 38678 et Fomalhaut) et de 4,8 Ga (HD 10647, courbe visible en haut à droite).

Un autre exemple illustrant la très forte dépendance de la masse d'un compagnon envers l'âge de l'étoile est la comparaison de HIP 102409 et HIP 114046 : les contrastes à 5 σ à 1″ sont plutôt moyens (3×10^{-5}) mais ces étoiles sont très jeunes (12 et 30 Ma respectivement). Pour celles-ci, les limites de détection passent sous une masse de 2 M_J à partir de ∼1″.

À l'exception de HD 10647, je remarque que toutes les courbes descendent en dessous de 25 M_J, qui est la masse maximale des planètes proposée par Schneider et al. (2011) sur la base de la distribution en masse des exoplanètes connues. Cette valeur est atteinte pour des séparations supérieures à 1″ pour les étoiles plus jeunes que 200 Ma et des séparations au-delà de ∼1,5″ pour HD 38678 et Fomalhaut. Pour 2/3 des cibles, cette limite est obtenue pour des séparations supérieures à ∼0,7″.

Pour les étoiles plus jeunes que 200 Ma, les courbes de sensibilité de 80% des cibles atteignent 13 M_J (masse maximale d'objets ne produisant pas d'énergie par combustion nucléaire, Burrows et al. 2001) à des séparations inférieures à 1″. Les "sauts" des courbes en masse de HIP 76829 entre 17 et 13 M_J sont dus à un "plateau" de la magnitude absolue en bande H dans les relations théoriques du modèle pour des masses de 12–15 M_J (graphique de droite de la figure IV.3.2).

Enfin pour 75% des cibles plus jeunes que 200 Ma (1/3 des cibles en considérant toutes les étoiles du programme d'observation), les limites descendent en dessous de 6 M_J.

J'ai discuté les limites de sensibilité en masse de compagnons en fonction de la séparation angulaire. Une unité plus commode est la séparation physique en UA. Cependant, cette dernière dépend de la distance de l'étoile. Il est donc difficile de représenter les courbes de sensibilité de plusieurs étoiles sur un même graphique si elles ont des distances très différentes. J'ai donc opté pour une représentation en diagramme en bâtons montrant les limites de sensibilité en masse de compagnons que l'on aurait pu détecter, pour trois valeurs de 25, 13 et 6 M_J (figure IV.3.5) et différents intervalles de séparations. Un des objectifs du programme d'observation était de

64. Pour cet âge, je note une forte discontinuïté de la magnitude absolue (d'une valeur de 4) pour des températures effectives inférieures à ∼900 K (graphique de gauche de la figure IV.3.2). J'ignore si cette discontinuïté est réelle ou due à des limitations du modèle.

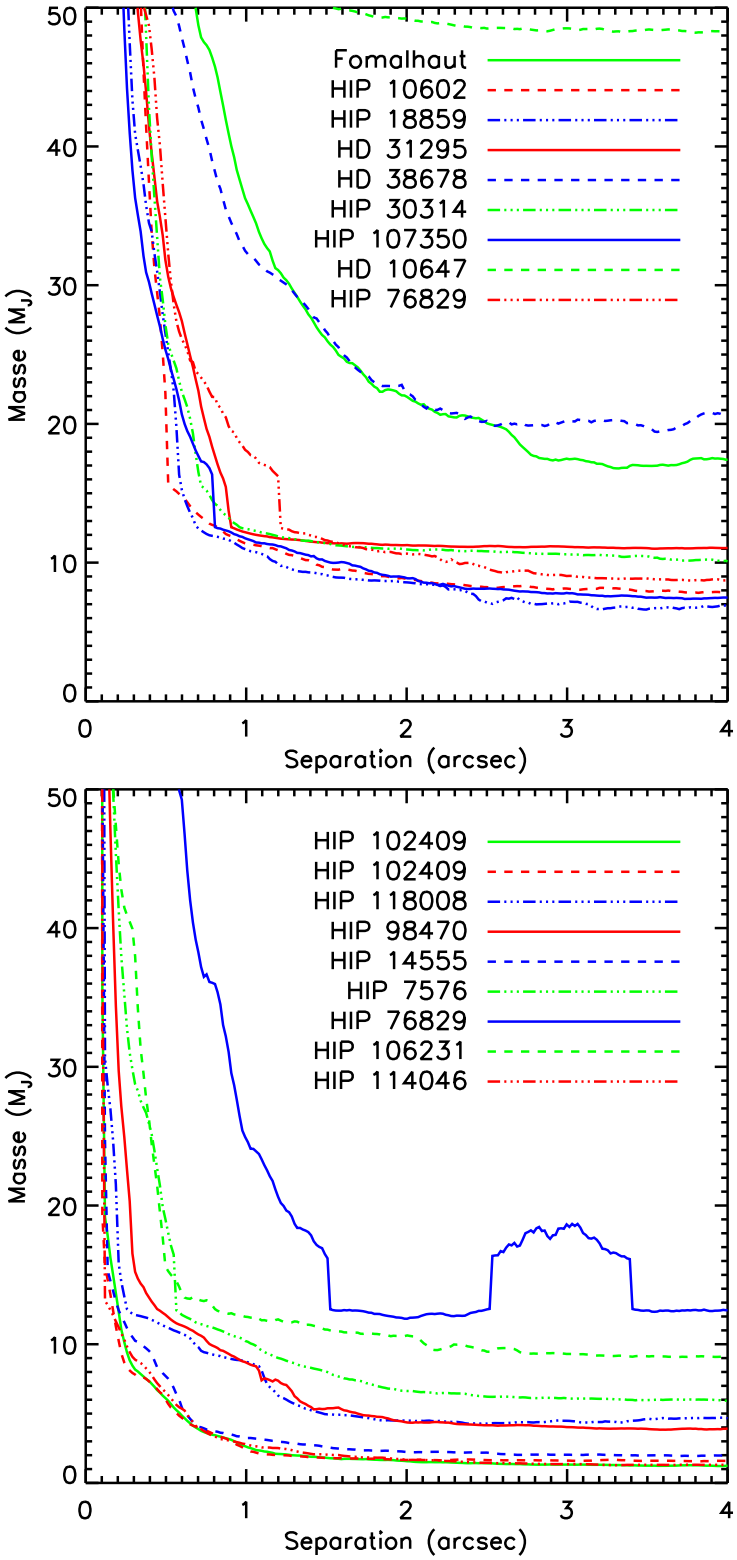

FIGURE IV.3.4 – *Limites de sensibilité en masse après le traitement ADI classique pour l'ensemble des étoiles du programme d'observation.*

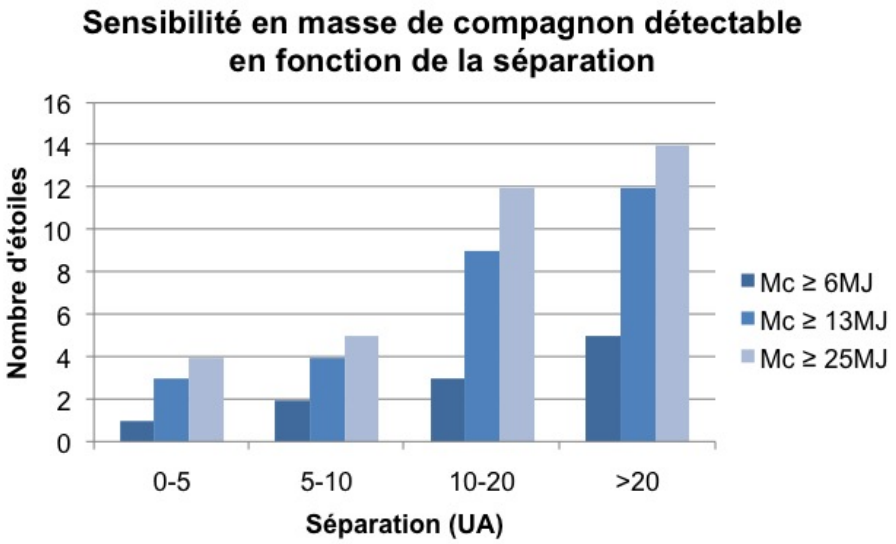

FIGURE IV.3.5 – *Diagramme en bâtons de la sensibilité en masse de compagnons en fonction de la séparation (en UA) pour trois valeurs de la masse (en M_J). Pour toutes les valeurs de masse, les étoiles HIP 76829 et HIP 102409 ne sont comptées qu'une seule fois donc le nombre maximal d'étoiles est 16 au lieu de 18. Lorsque certaines étoiles ne vérifient pas la masse limite, elles ne sont pas comptées également (10, 3 et 1 objets pour 6, 13 et 25 M_J respectivement). Noter que pour les séparations >20 UA, l'étoile HIP 114046 (table IV.1.1) n'est pas comptée car cette gamme de séparations est en dehors du champ SDI (4″ en rayon).*

chercher des compagnons de masse planétaire à des séparations aussi proches que 5–10 UA. Celui-ci est réalisé pour 1/3 des étoiles atteignant chaque masse limite sondée. Les limitations principales sont les performances en contraste, les magnitudes apparentes et les distances des étoiles. L'intervalle de séparations pour lequel la sensibilité du programme d'observation est optimale est plutôt 10–20 UA. Toutefois, le nombre d'étoiles sondées à 0–5 UA est semblable au nombre d'étoiles sondées à 5–10 UA, ce qui signifie que pour 1/3 des cibles, des séparations inférieures à 5 UA sont accessibles ! À 10–20 UA, ce pourcentage est de 60% pour des masses supérieures ou égales à 6 et 13 M_J et de 75% pour des masses supérieures ou égales à 25 M_J. Un autre point que j'ai étudié est la sensibilité en masse de compagnons détectables pour différentes séparations en fonction du type stellaire (figure IV.3.6). Les types spectraux des étoiles sont indiqués dans la table IV.1.1. Pour cette étude, j'ai considéré HIP 10602 (type spectral B8) comme étant une étoile de type A, pour avoir des nombres à peu près équivalents d'étoiles dans chaque type spectral (4, 4, 3, 3 et 2 objets pour les types A, F, G, K et M respectivement). J'observe une tendance décroissante des masses sondées et une diminution de la dispersion des masses minimales pour différentes séparations vers les types spectraux tardifs. Ce résultat est attendu car le contraste d'une planète par rapport à son étoile est plus favorable pour des étoiles de faible masse.

IV.3.2 Limites de détection SDI+ADI classique

J'explique d'abord les difficultés de l'interprétation des flux mesurés en SDI (paragraphe IV.3.2.1). Cette discussion s'appuie en partie sur le travail de stage de Master 2 de Julien Rameau, qu'il a effectué sous la direction de Gaël Chauvin et Anne-Marie Lagrange à l'Institut de

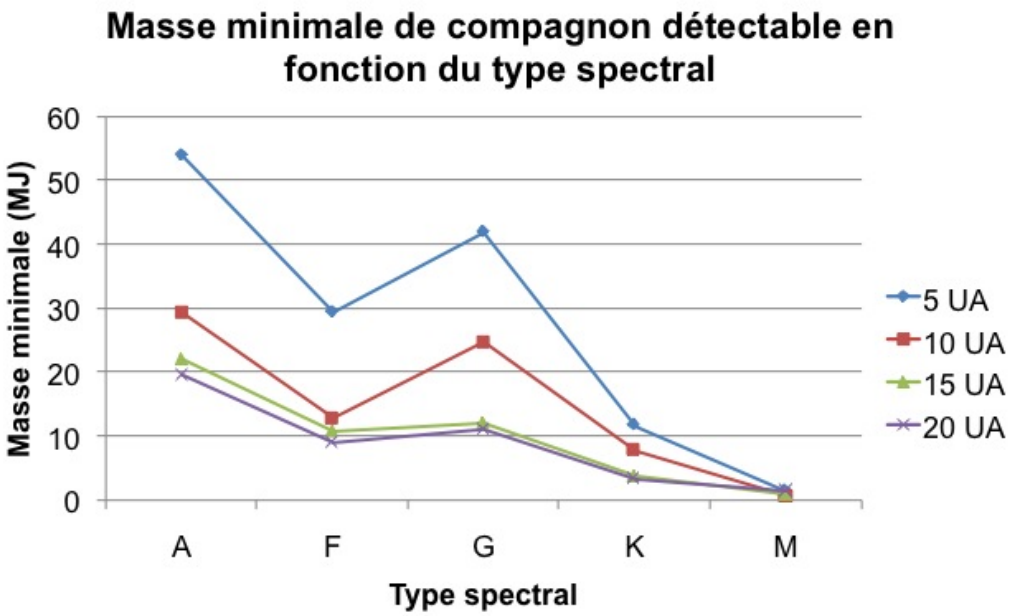

FIGURE IV.3.6 – *Sensibilité en masse de compagnons en fonction du type spectral pour différentes séparations. Les types spectraux des étoiles sont indiqués dans la table IV.1.1. Pour cette étude, j'ai considéré HIP 10602 (type spectral B8) comme étant une étoile de type A.*

Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble. En effet, si un compagnon est visible dans les deux bandes spectrales soustraites par le traitement SDI, son flux est partiellement auto-soustrait. Par conséquent, on ne peut plus utiliser les niveaux de détection mesurés dans les images pour estimer les limites de sensibilité en température effective et en masse. Je présente une méthode basée sur les modèles d'évolution pour contourner ce problème. Cependant, je ne dispose pas actuellement de la photométrie dans les filtres SDI pour des planètes de masse inférieure à 10 $M_{\rm J}$, ce qui m'empêche d'appliquer cette méthode à toutes les étoiles observées. Toutefois, j'analyse les limites de sensibilité en contraste, température effective et masse des étoiles observées pour la combinaison SDI+ADI classique (paragraphes IV.3.2.2, IV.3.2.3 et IV.3.2.4 respectivement), dans le cas optimiste où le traitement SDI n'induit pas d'auto-soustraction du compagnon (compagnon visible dans l'image de référence et non visible dans l'image de soustraction). Néanmoins, je tiens toujours compte de l'atténuation du traitement ADI. En procédant ainsi, je peux utiliser la même méthode d'estimation de la masse qu'avec le traitement ADI classique seul et déterminer les performances ultimes du programme d'observation. Je clos ce chapitre en appliquant la méthode proposée plus haut pour l'estimation des performances réelles du traitement SDI+ADI classique à deux cas d'étoiles et je compare les niveaux de détection obtenus avec ceux calculés via le profil radial de l'écart-type azimutal du bruit dans le cas optimiste.

IV.3.2.1 Difficultés de l'interprétation des flux mesurés en SDI

Une première difficulté vient du fait que le niveau des résidus mesuré dans une image SDI n'est pas un flux mais une différence de flux[65]. En effet, le flux d'un point source dans l'image résultant de la soustraction des images des deux bandes spectrales $F_{\rm SDI}$ s'écrit (rapport de stage

65. C'est également le cas dans les images ADI, mais il n'y a pas de remises à l'échelle spatiale et de flux (α et $\phi(r)$ valent 1 dans l'équation IV.3.4).

de Master 2 de Julien Rameau) :

$$F_{\mathrm{SDI}} = F_{\mathrm{ref}} - F_{\mathrm{soustrac}} \times \alpha \times \phi(r) \tag{IV.3.4}$$

avec F_{ref} le flux du point source dans l'image de référence (section IV.2.2.1), F_{soustrac} son flux dans l'image de soustraction, α le facteur de remise à l'échelle en intensité (section IV.2.2.1) et $\phi(r)$ le facteur d'atténuation dû à la remise à l'échelle spatiale. En effet, si un point source est visible dans les deux bandes spectrales, il sera visible dans l'image soustraite sous la forme d'une composante positive et d'une composante négative, qui vont se soustraire l'une l'autre de façon plus ou moins importante selon la différence de flux entre les deux bandes spectrales et la séparation angulaire (figure IV.2.3). En effet, l'écartement entre les composantes positive et négative s'écrit :

$$\Delta r \;=\; r_0 - r_0 \times \frac{\lambda_{\mathrm{ref}}}{\lambda_{\mathrm{soustrac}}} \tag{IV.3.5}$$

avec r_0 la séparation angulaire du point source dans l'image de référence. Néanmoins, l'écartement entre les deux composantes étant proportionnel à la séparation du point source (équation (IV.3.5)), le facteur $\phi(r)$ diminue avec la séparation angulaire dans l'image. De plus, cette diminution est d'autant plus rapide que la différence entre les longueurs d'onde soustraites est grande (équation (IV.3.5)).

Thatte et al. (2007) ont défini le rayon de bifurcation SDI comme la séparation angulaire pour laquelle l'écartement entre les deux composantes est égal à la largeur de la FEP, autrement dit le rayon au-delà duquel $\phi(r)$ tend vers zéro et le flux SDI d'un point source tend vers son flux mesuré dans l'image de référence. En appliquant la définition du rayon de bifurcation, que je note r_{b}, l'équation (IV.3.5) devient :

$$\frac{\lambda_{\mathrm{ref}}}{D} \;=\; r_{\mathrm{b}} \left(1 - \frac{\lambda_{\mathrm{ref}}}{\lambda_{\mathrm{soustrac}}}\right) \tag{IV.3.6}$$

d'où :

$$r_{\mathrm{b}} \;=\; \frac{\lambda_{\mathrm{ref}}}{D} \times \frac{\lambda_{\mathrm{soustrac}}}{(\lambda_{\mathrm{soustrac}} - \lambda_{\mathrm{ref}})} \;=\; \frac{\lambda_{\mathrm{ref}}}{8{,}2} \times \frac{\lambda_{\mathrm{soustrac}}}{\Delta\lambda} \tag{IV.3.7}$$

Pour la soustraction 1,575−1,625, le rayon de bifurcation vaut :

$$r_{\mathrm{b}} \;=\; \frac{1{,}575 \times 10^{-6}}{8{,}2} \times \frac{1{,}625}{0{,}05} \times \frac{180}{\pi} \times 3\,600 \;=\; 1{,}3'' \tag{IV.3.8}$$

Pour la soustraction 1,575−1,6 et 1,6−1,625, il est égal à 2,6″.

Néanmoins, ces relations sont valables pour des images limitées par la diffraction en bande H, ce qui n'est pas le cas pour NaCo. Par conséquent, les valeurs du rayon de bifurcation calculées ci-dessus sont des valeurs minimales. En réalité, la décroissance de $\phi(r)$ dépendra des conditions atmosphérique (*seeing*) et instrumentale (forme circulaire ou allongée de la FEP [66]) de l'observation. Pour illustrer ce point, j'ai tracé l'évolution du facteur $\phi(r)$ pour les soustractions 1,575−1,625, 1,6−1,625 et 1,575−1,6 à la figure IV.3.7 pour les étoiles HIP 14555 (à gauche) et HIP 10602 (à droite). Je montre aussi les courbes théoriques attendues avec une FEP limitée par la diffraction dans les deux graphiques. Pour tracer ces courbes, j'ai calculé l'écartement entre deux FEP remises aux mêmes échelles spatiale et d'intensité (la même FEP est utilisée

66. Cette déformation de la FEP est due à des aberrations non vues donc non corrigées par le système d'optique active du télescope.

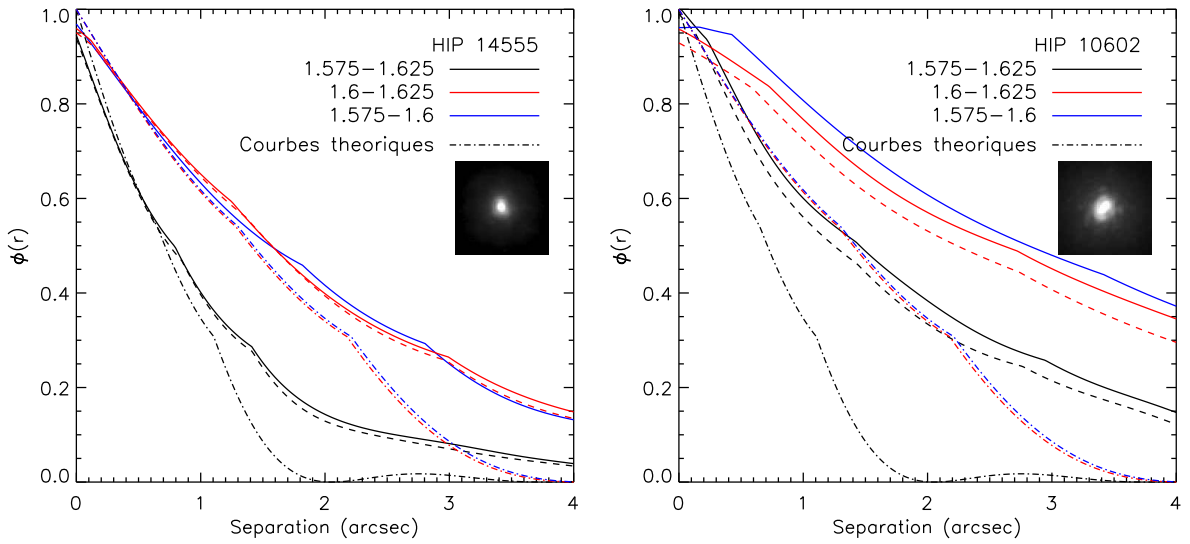

FIGURE IV.3.7 – *Évolution de l'atténuation géométrique du traitement SDI pour les étoiles HIP 14555 (**gauche**) et HIP 10602 (**droite**) et pour une FEP limitée par la diffraction (traits en points-tirets dans les deux graphiques). Dans le cas théorique, le traitement SDI atténue peu le flux d'un point source au-delà de 1,3″ (2,6″) pour les soustractions 1,575−1,625 (1,575−1,6 et 1,6−1,625). Ce point est appelé point de bifurcation SDI (Thatte et al. 2007). En réalité, les images fournies par NaCo en bande H ne sont pas limitées par la diffraction et l'évolution de l'atténuation géométrique du traitement SDI va dépendre des conditions atmosphérique (seeing) et instrumentale (forme circulaire ou allongée de la FEP) de l'observation. Les séparations au-delà desquelles le traitement SDI atténuera peu le flux d'un point source seront par conséquent plus grandes. Pour HIP 14555 (à gauche), pour laquelle la FEP est plutôt circulaire, cette séparation est de ∼2″ pour la soustraction 1,575−1,625 et est en dehors du champ SDI pour les autres soustractions. Pour HIP 10602 (à droite), pour laquelle la FEP est assez allongée, l'atténuation géométrique du traitement SDI est non négligeable sur la quasi-totalité du champ SDI.*

pour le cas limité par la diffraction donc je n'applique pas de remises à l'échelle) et j'ai mesuré le flux maximum de la différence entre ces FEP pour chaque pixel d'une diagonale (meilleur échantillonnage en distance). Pour HIP 14555, la FEP est de forme circulaire et de largeur ∼3 pixels. Le champ de vue SDI étant de 4″ en rayon, l'écart maximum entre les FEP est de ∼7 pixels d'après l'équation (IV.3.5) pour la soustraction 1,575−1,625 (deux fois plus petit pour les soustractions 1,6−1,625 et 1,575−1,6), soit 2,3 fois la largeur de la FEP. Comme attendu par l'équation (IV.3.5), le facteur $\phi(r)$ diminue avec la séparation angulaire dans l'image d'autant plus vite que la différence entre les longueurs d'onde soustraites est grande. Au-delà de 3,5″, il est proche de 0 pour la soustraction 1,575−1,625 et de 0,15 pour les autres. Pour cette gamme de séparations, le flux SDI du point source sera pratiquement égal à son flux mesuré dans l'image de référence. Quant à HIP 10602 (graphique de droite), la FEP est de forme plutôt allongée et sa largeur est de ∼5 pixels. Par conséquent, les FEP sont moins bien séparées que celles de HIP 14555 pour une même valeur de l'écartement entre leurs centres, et l'atténuation due à la soustraction SDI est plus grande. Celle-ci n'est pas négligeable sur la quasi-totalité du champ de vue SDI. Cette atténuation doit donc être prise en compte dans l'évaluation des limites de détection SDI.

Une deuxième difficulté de l'interprétation des flux mesurés dans des images traitées en SDI

vient de la dégénérescence des différences de flux des filtres SDI des modèles évolutifs avec la masse du compagnon. La figure IV.3.8 montre les différences de flux exprimées en ADU/s pour l'ensemble des étoiles du programme d'observation et les trois soustractions SDI en supposant les modèles DUSTY (Chabrier et al. 2000). J'ai utilisé ces modèles car ce sont les seuls dont je dispose de la photométrie dans les filtres SDI de NaCo[67]. Le modèle DUSTY diffère du modèle BT-SETTL (Allard et al. 2011) par le traitement de la poussière : dans le premier, la poussière est mélangée dans toute l'atmosphère et contribue à l'opacité de cette dernière, alors que dans le second, les grains de poussière sédimentent et ne sont plus une source d'opacité atmosphérique. Le modèle DUSTY est pertinent pour des objets de température effective plus élevée que ceux considérés dans le modèle BT-SETTL ($\gtrsim$900 K contre $\gtrsim$400 K). Les modèles évolutifs donnant des magnitudes absolues, je les ai convertis en magnitude apparente en utilisant l'équation (IV.3.2), puis en flux avec l'équation (IV.3.1) en normalisant par le maximum de la FEP mesurée de l'étoile. Les différences de flux sont essentiellement négatives, car le fichier des modèles DUSTY que j'utilise contient des données pour des masses de compagnon élevées, de 3 à 30 $M_{\rm J}$ pour des âges de 10 Ma à 1 Ga (intervalle d'âge des étoiles du programme d'observation). Je n'ai malheureusement pas eu le temps de calculer la photométrie dans les filtres SDI à partir des modèles BT-SETTL, qui sont mieux échantillonnés en âge et en masse que les modèles DUSTY, mais je le ferai après ma thèse. Pour cette gamme de masses, les graphiques montrent un plateau puis une décroissance du flux (G. Chauvin, communication personnelle). En revenant à la figure IV.3.8, je constate que, pour une étoile et une différence de flux données, il peut correspondre une, deux ou trois valeurs différentes de masse de compagnon. Par exemple pour l'étoile HIP 76829, la soustraction 1,575−1,625 et une différence de flux de −1 ADU/s (graphique en bas à gauche), il y a deux masses possibles, 14 et 28 $M_{\rm J}$. Toutefois, les limites de sensibilité en masse calculées sur les images ADI classique seul (section IV.3.1.3) peuvent aider à lever une partie de la dégénérescence en excluant les solutions associées à des masses élevées.

Enfin, une dernière difficulté vient du fait qu'une planète peut avoir un flux positif ou négatif dans l'image soustraite par le traitement SDI selon ses propriétés spectrales. Lorsqu'aucun compagnon n'est détecté, on utilise le niveau des résidus pour estimer les limites de détection d'une observation. Or, ce niveau des résidus est calculé par l'écart-type de l'intensité des pixels. Le problème est que cette quantité est positive par définition, alors que les flux différentiels prédits par les modèles peuvent être négatifs (figure IV.3.8). On ne peut donc pas utiliser cette quantité pour déterminer la masse d'un compagnon que l'on aurait pu détecter, comme je l'ai fait pour le traitement ADI classique seul (section IV.3.1.3).

Pour contourner ces multiples difficultés, je propose une méthode basée sur les prédictions en flux des modèles d'évolution d'objets de masse substellaire pour estimer directement les limites de détection en masse de compagnons. Pour cela, on injecte des planètes synthétiques avec les flux des filtres SDI des modèles d'évolution dans le cube maître non traité, on applique le traitement SDI+ADI classique à ce cube et on cherche la masse d'un compagnon donnant un rapport signal à bruit de 5. Cette méthode dépend toutefois des modèles qu'on utilise. Comme je l'ai mentionné ci-dessus, je ne dispose pas actuellement de la photométrie dans les filtres SDI de NaCo pour des planètes de faible masse, ce qui m'empêche d'appliquer la méthode que je propose à toutes les étoiles du programme d'observation. Néanmoins, j'applique cette méthode pour deux étoiles où cette étude est possible au paragraphe IV.3.3.

Malgré ces limitations, il est possible d'analyser les limites de détection en combinant les traitements SDI et ADI classique en suivant la même méthode que j'ai employée pour le traitement ADI classique (section IV.3.1). Pour cela, je me place dans l'hypothèse optimiste où le contraste

67. Je remercie Julien Rameau pour m'avoir communiqué ce fichier.

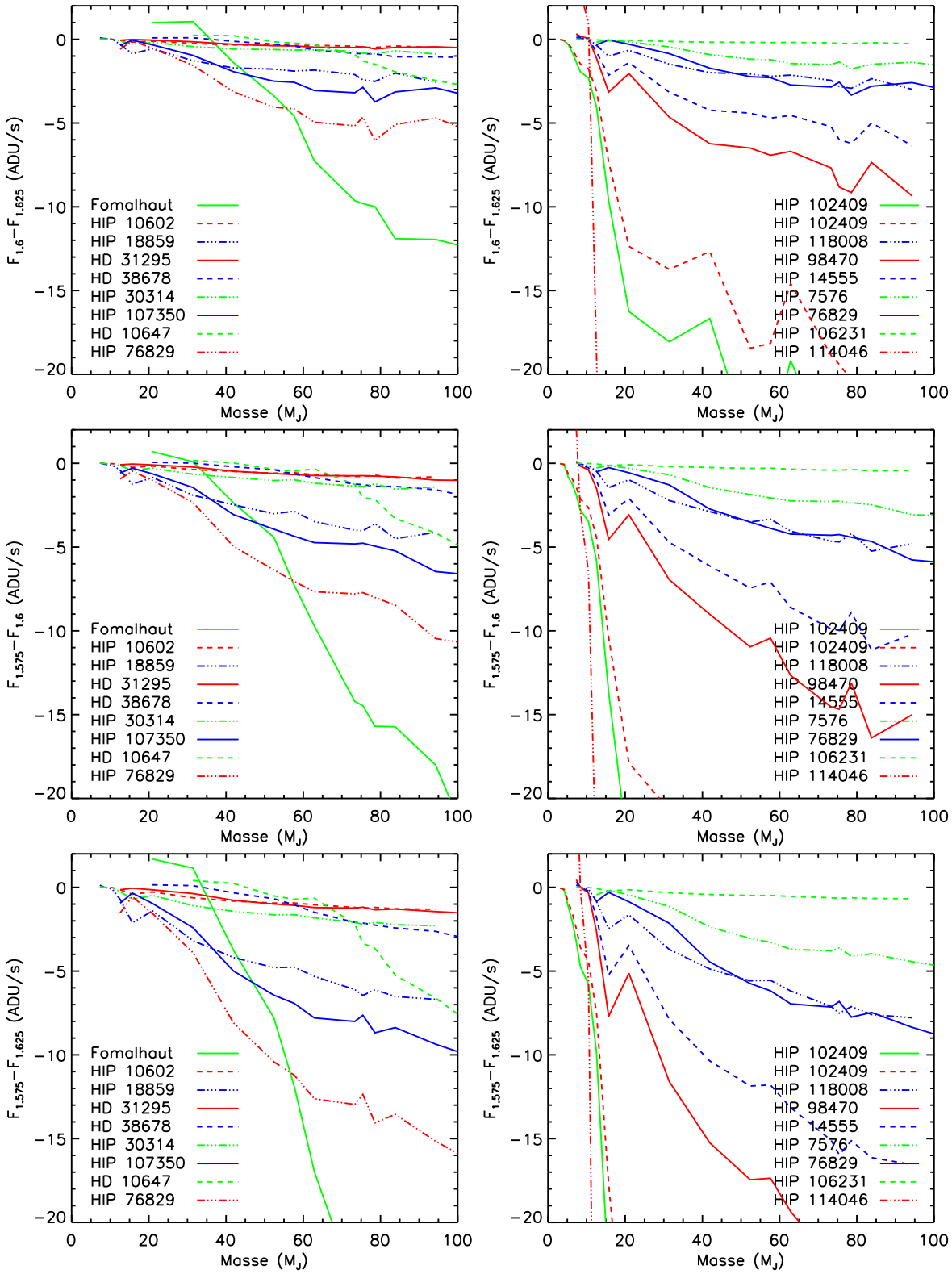

FIGURE IV.3.8 – *Courbes des différences de flux des modèles DUSTY (Chabrier et al. 2000) en fonction de la masse pour toutes les étoiles observées et les trois soustractions SDI : 1,6−1,625 (**haut**), 1,575−1,6 (**milieu**) et 1,575−1,625 (**bas**). Noter pour certaines étoiles les dégénérescences de la différence de flux avec la masse.*

relatif d'un compagnon entre les deux bandes spectrales de la soustraction SDI est 0 (compagnon visible dans l'image de référence et non visible dans l'image de soustraction). Je néglige ainsi l'atténuation du traitement SDI et je m'affranchis des difficultés que j'ai détaillées dans cette section. Cependant, je tiens compte de l'atténuation de l'ADI classique. Cette hypothèse, quoique simplificatrice, me permet de déterminer les performances du programme d'observation dans le cas le plus favorable.

IV.3.2.2 Niveaux de détection à 5 σ

La figure IV.3.9 montre les niveaux de détection à 5 σ dans le cas SDI+ADI classique. Je note une amélioration sensible du contraste aux séparations inférieures à 1,5–2″ et une dégradation au-delà. En particulier, les limites en contraste à 0,5″ sont inférieures à 10^{-4} pour 2/3 des cibles, alors qu'elles n'atteignent pas ou à peine cette valeur à cette séparation en ADI classique (figure IV.3.1). La dégradation aux grandes séparations est due au fait que l'on ne soustrait plus des *speckles* mais du bruit, ce qui renforce les fluctuations de ce dernier par rapport à son niveau moyen. La figure IV.3.10 montre le gain permis par la combinaison SDI+ADI classique par rapport au traitement ADI classique seul. Je rappelle que je me suis placée dans le cas extrême où le compagnon contient du méthane et n'est visible que dans l'image à la longueur d'onde de référence. Dans un cas plus réaliste, le compagnon aura du flux dans les deux bandes spectrales soustraites par SDI et sera partiellement atténué par le traitement. Le gain réel permis par la combinaison SDI+ADI classique sera donc plus petit et, dans le cas où les flux ne sont pas très différents entre les deux bandes, pourrait même dégrader les limites de détection par rapport à celles du traitement ADI classique seul (figure IV.3.1). La valeur et la dépendance du gain envers la séparation varient selon l'étoile observée. De manière générale, le gain permis par la combinaison SDI+ADI classique peut atteindre des facteurs 5–10 aux séparations inférieures à 0,4″, soit un gain en magnitude de 1,8–2,5. À 1″, le gain pour certaines étoiles peut être encore d'un facteur 3–4 (gain en magnitude de 1,2–1,5). La combinaison SDI+ADI classique ne permet plus d'améliorer significativement les performances au-delà de 2″, à l'exception de Fomalhaut où le gain en contraste vaut 2 jusqu'à 2,6″ (gain de 0,75 en magnitude). Ceci s'explique par la plus grande dynamique des observations (chaque image du cube maître est l'addition de 50 images de 0,5 s).

Je compare maintenant les limites de détection de notre programme d'observation à celles d'autres grands programmes (Biller et al. 2007; Lafrenière et al. 2007b, en SDI et ADI respectivement, figure IV.3.11). Par rapport au travail de Biller et al. (2007) (graphiques du haut), je note que nos performances sont globalement meilleures en raison de l'utilisation de l'ADI [68] : 2/3 de nos limites de détection atteignent des contrastes de 10^{-4} à 0,5″ contre 45% pour des limites obtenues par les premiers. Par rapport au *Gemini Deep Planet Survey* (Lafrenière et al. 2007b, et graphique du bas), les performances de notre programme d'observation sont moindres au-delà de 1–1,5″ à cause de l'utilisation des filtres à bande étroite du SDI. Cependant, l'objectif de notre programme d'observation était de chercher des compagnons de masse planétaire à des séparations de 0,2–0,5″ (paragraphe IV.1.2). Ce domaine n'est pas couvert par le *Gemini Deep Planet Survey*, qui est limité aux séparations supérieures à 0,6″. Dans la partie commune (0,6–1″), les niveaux de détection de notre programme d'observation sont équivalents à ceux du *Gemini Deep Planet Survey*.

68. Biller et al. (2007) ont utilisé aussi l'ADI mais en n'observant qu'à deux angles de position du champ de vue par rapport au détecteur.

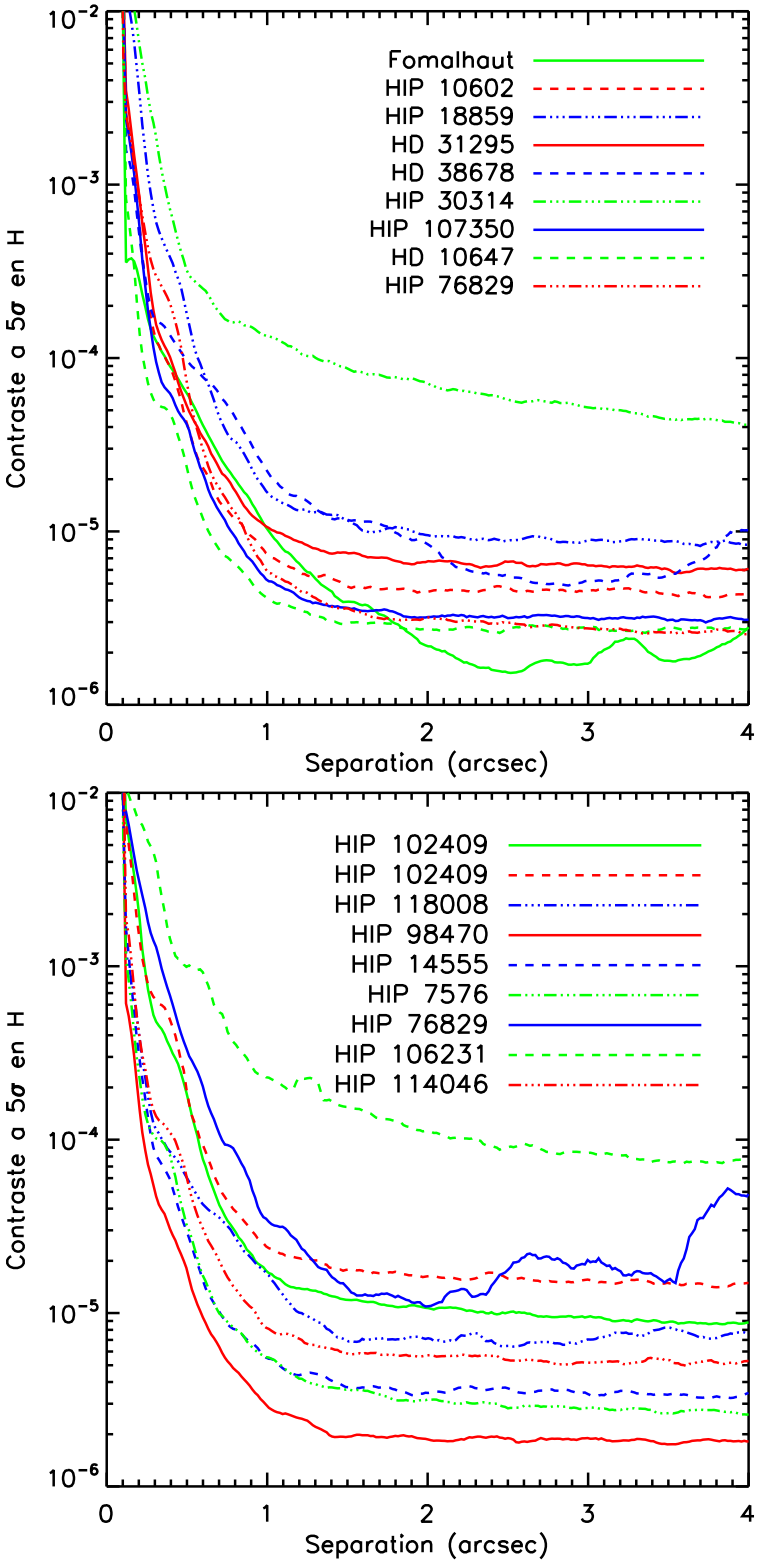

FIGURE IV.3.9 – *Limites de détection en contraste après le traitement SDI+ADI classique de toutes les étoiles observées.*

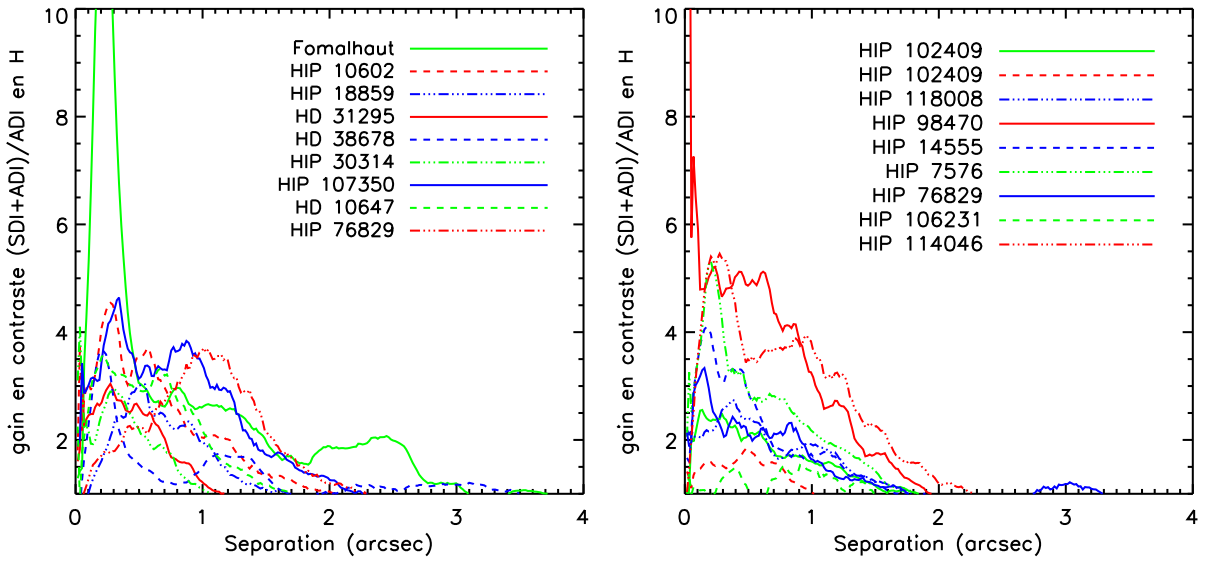

FIGURE IV.3.10 – *Gain en contraste du traitement SDI+ADI classique par rapport au traitement ADI classique seul. Noter que l'échelle des ordonnées est graduée à partir de 1. Le gain peut être aussi important qu'un facteur 5–10 aux séparations inférieures à 0,4″ (cas de Fomalhaut, HIP 98470, HIP 114046 et HIP 7576), soit un gain en magnitude de 1,8–2,5. À 1″, il peut être encore d'un facteur 3–4 (gain de 1,2–1,5 mag) pour quelques étoiles, comme HIP 107350, HIP 76829 (courbe en points-tirets rouges dans le graphique de gauche), HIP 98470 et HIP 114046. La combinaison SDI+ADI classique ne permet plus d'améliorer significativement les performances au-delà de 2″ sauf pour Fomalhaut, pour laquelle le gain en contraste vaut 2 jusqu'à 2,6″ (gain de 0,75 mag).*

IV.3.2.3 Limites de sensibilité en température effective de compagnons

Le traitement SDI+ADI classique atteint un niveau de détection qui permettrait la détection d'un objet de température effective 1300 K à des séparations plus petites que le traitement ADI classique (figure IV.3.12). En effet, 85% des limites de détection vérifient cette limite à 1″ après le premier traitement contre 2/3 après le second. Ce gain est encore plus important pour les séparations inférieures à 1″ : par exemple, le pourcentage d'étoiles atteignant une limite de 1300 K à 0,45″ est de 50% avec le traitement SDI+ADI classique, deux fois plus qu'avec le traitement ADI classique seul (22%).

IV.3.2.4 Limites de sensibilité en masse de compagnons

La combinaison SDI+ADI classique améliore aussi les limites de sensibilité en masse (figure IV.3.13). En particulier, elle permet un gain de 0,3–0,35″ sur les séparations angulaires pour une masse limite sondée. Ainsi, la limite de 25 M_J est satisfaite pour la quasi-totalité des cibles (l'exception étant HD 10647 car très âgée, section IV.3.1.3) à 1,35″ contre 1,6″. Pour 13 M_J, toutes les étoiles de moins de 200 Ma (∼80% des cibles) atteignent cette valeur à une séparation de 0,8″ contre 1,25″. Quant à la limite de 6 M_J, elle est vérifiée pour 1/3 des étoiles du programme d'observation au-delà de 1,05″ contre 1,35″.

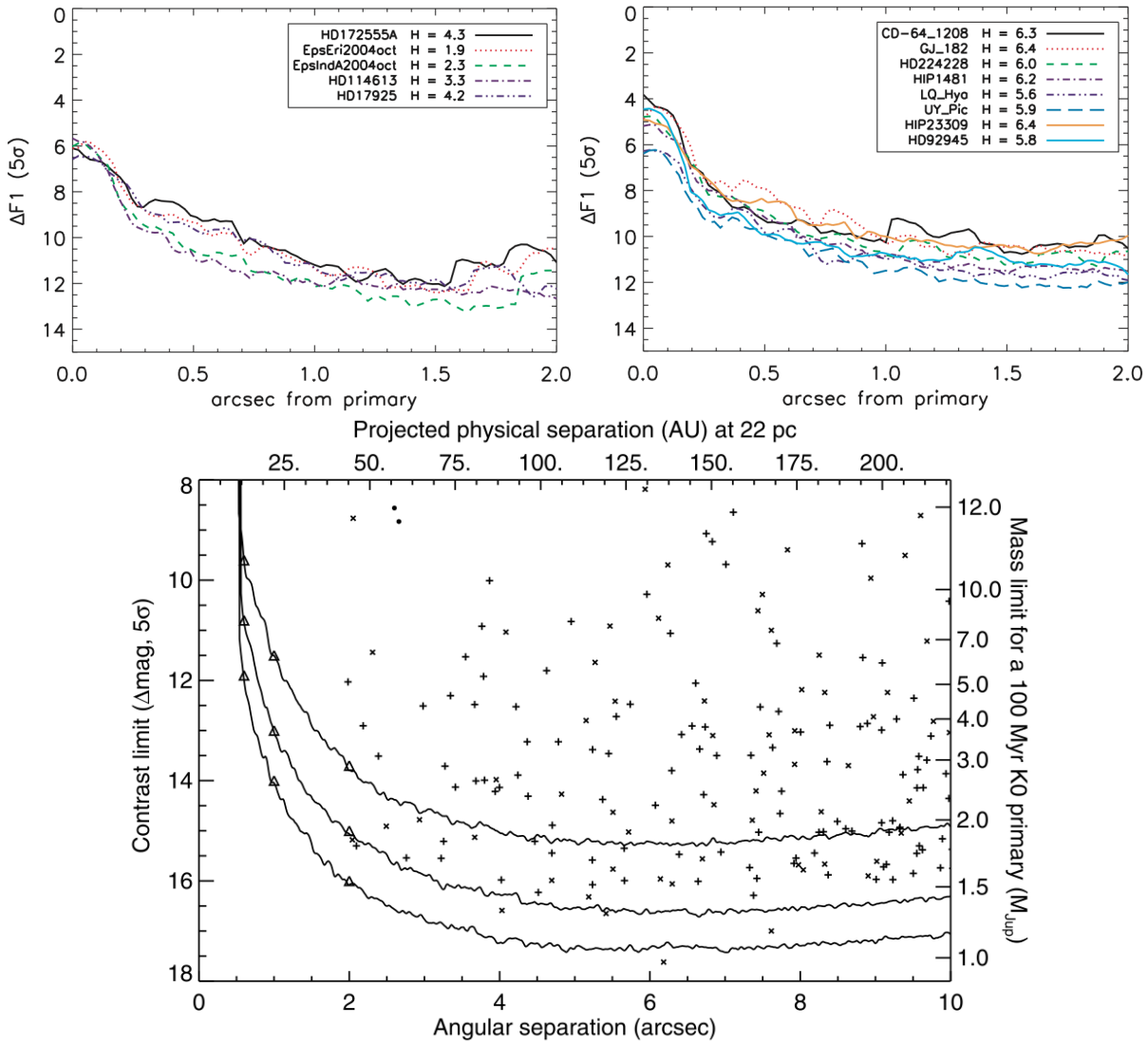

FIGURE IV.3.11 – *Niveaux de détection à 5 σ exprimés en différences de magnitudes compagnon-étoile (équation IV.3.1) des programmes d'observation en SDI de Biller et al. (**haut**) et en ADI de Lafrenière et al. (**bas**). Les courbes des figures du haut sont tracées pour différentes étoiles (leur magnitude en bande H est indiquée) alors que celles de la figure du bas représentent des observations de performance médiocre (haut), médiane (milieu) et bonne (bas). Figures extraites de Biller et al. (2007) et de Lafrenière et al. (2007b).*

IV.3.3 Estimation des performances réelles du traitement SDI

Après avoir analysé les limites de sensibilité dans le cas extrême où le compagnon contient du méthane qui absorbe complètement le flux dans la bande de soustraction SDI, je discute sur deux cas d'étoiles les performances réelles de la combinaison SDI+ADI classique, c'est-à-dire en prenant en compte l'atténuation du traitement SDI induite par l'auto-soustraction partielle du flux du compagnon (compagnon visible dans les deux bandes spectrales). Je rappelle que, dans ce cas, on ne peut pas estimer les limites de détection en contraste et les convertir en limites de sensibilité en masse de compagnons via des modèles évolutifs, comme je l'ai fait dans

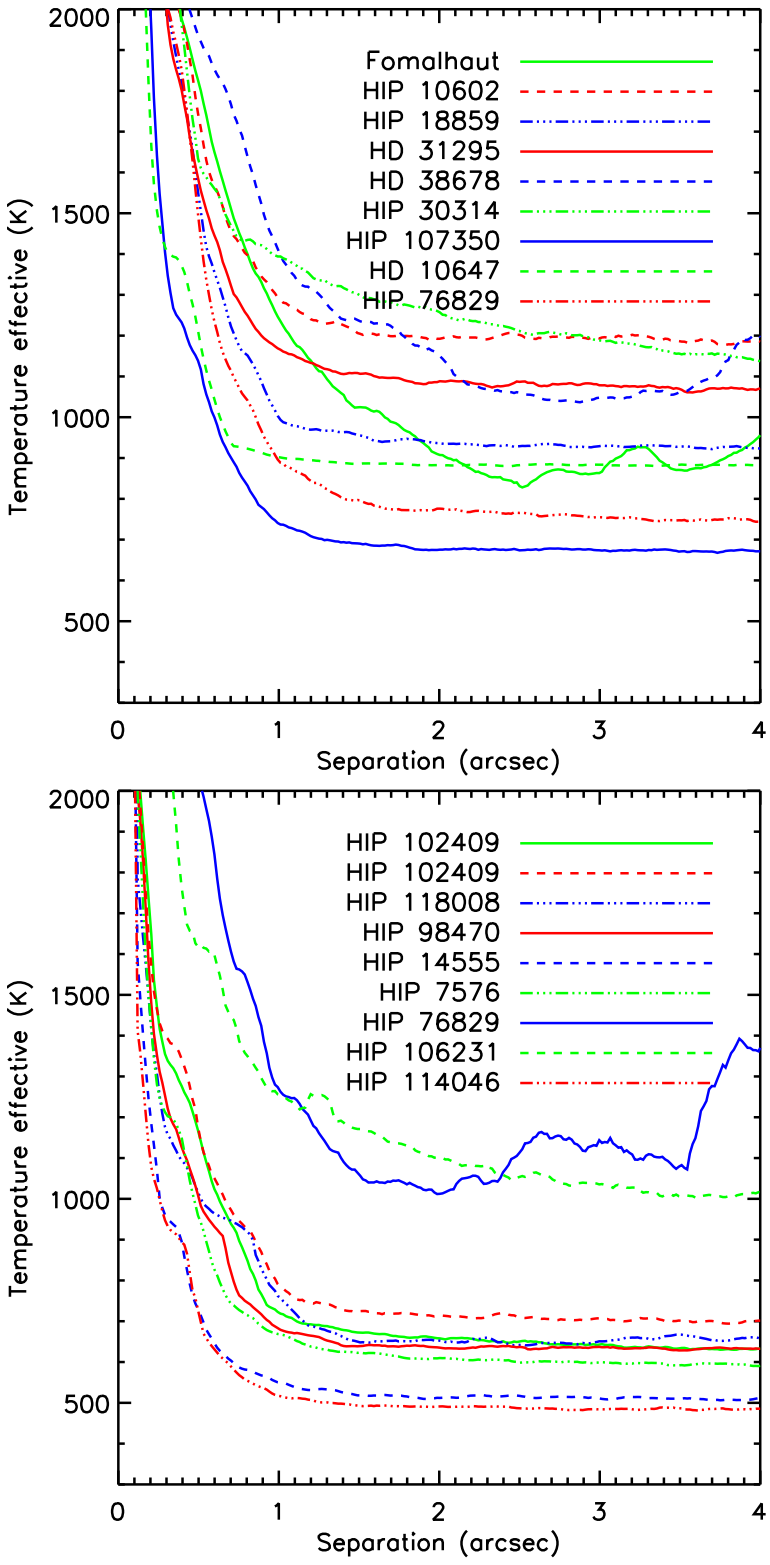

FIGURE IV.3.12 – *Limites de sensibilité en température effective après le traitement SDI+ADI classique de toutes les étoiles observées.*

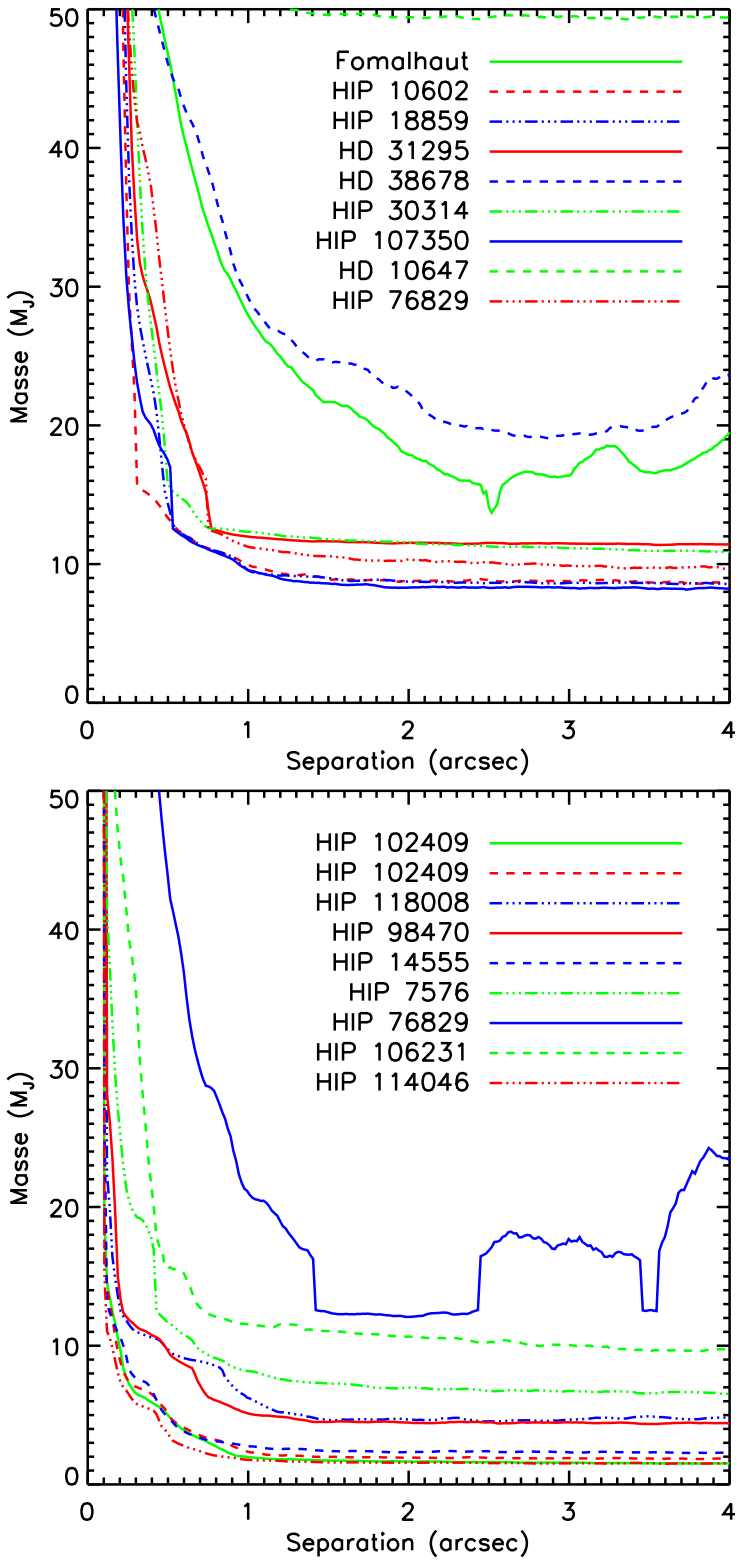

FIGURE IV.3.13 – *Limites de sensibilité en masse après le traitement SDI+ADI classique de toutes les étoiles observées.*

le cas extrême où l'atténuation du traitement SDI est nulle (paragraphes IV.3.2.2, IV.3.2.3 et IV.3.2.4). Ceci est dû au fait que le niveau des résidus est calculé par l'écart-type de l'intensité des pixels (grandeur positive), alors que les flux différentiels prédits par les modèles peuvent être négatifs (figure IV.3.8). J'applique donc la méthode que j'ai proposée au paragraphe IV.3.2, à savoir injecter des planètes synthétiques avec les flux des filtres SDI prédits par les modèles dans les données pour évaluer directement les limites de sensibilité en masse. Je suppose la soustraction 1,575−1,625, car il s'agit de la soustraction qui donne les facteurs d'atténuation du traitement SDI les plus faibles pour une séparation donnée (figure IV.3.7). Je ne traite que deux cas d'étoiles car le fichier que j'utilise n'est pas échantillonné aux masses de compagnons faibles (section IV.3.2). J'appliquerai la méthode employée dans ce paragraphe à toutes les étoiles du programme d'observation après ma thèse. Je considère ici les étoiles HIP 118008 et HIP 10602. La première représente un cas où la FEP est de forme plutôt circulaire alors que la deuxième correspond à un cas où la FEP est de forme allongée (figure IV.3.7). Je m'attends à ce que le traitement SDI soit optimal pour le premier cas (section IV.3.2).

Pour déterminer les performances SDI+ADI classique, j'injecte des planètes synthétiques à des séparations de 0,1, 0,3, 0,5, 0,7, 0,9, 1,1, 1,5, 2 et 4″ dans deux directions d'angle 180° dans des cubes de données vides (sans les résidus stellaires). J'utilise des cubes de données vides pour m'affranchir de l'influence des résidus stellaires sur l'estimation de l'atténuation du traitement SDI+ADI classique, car le contraste des planètes est fixé par les modèles. Pour les courbes des figures des sections IV.3.1.1 et IV.3.2.2, j'injectais les planètes synthétiques dans les données, car je pouvais régler leur contraste de sorte que leur signature soit bien supérieure à celle du niveau de bruit local. Pour les flux des planètes synthétiques, j'utilise les flux des filtres SDI des modèles DUSTY (Chabrier et al. 2000, et figure IV.3.8) en testant différentes valeurs de masse de compagnon. Je suppose un âge de 50 Ma pour les deux étoiles, car il s'agit de la valeur la plus proche dans la grille disponible. J'estime le rapport signal à bruit en comparant le flux maximum du compagnon mesuré dans le cube vide qui a subi le traitement SDI/ADI classique au niveau de bruit calculé par le profil radial de l'écart-type azimutal du bruit des cubes de données non vide. J'obtiens ainsi une courbe du rapport signal à bruit en fonction de la masse du compagnon pour chaque séparation testée. Je détermine finalement la masse du compagnon associée à un rapport signal à bruit de 5 à chaque séparation par interpolation linéaire. Pour un âge de 50 Ma, la masse minimale modélisée est 7 $M_{\rm J}$ (figure IV.3.8). Cette limite est inférieure à la masse minimale atteinte pour HIP 10602 (8 $M_{\rm J}$, graphique du haut de la figure IV.3.4), mais légèrement supérieure à celle atteinte pour HIP 118008 (4 $M_{\rm J}$, graphique du bas de la figure IV.3.4). Par conséquent, il est possible pour cette dernière étoile que la masse correspondant à un rapport signal à bruit de 5 soit extrapolée par rapport à la gamme des masses du modèle.

Je montre les limites de détection en masse en fonction de la séparation en trait tireté rouge à la figure IV.3.14 pour HIP 118008 (gauche) et HIP 10602 (droite). Pour montrer le gain obtenu par rapport au traitement ADI classique seul, j'ai calculé les niveaux de détection associés en suivant la même méthode (courbes tiretées noires). Enfin, j'ai aussi tracé les limites de sensibilité que j'ai déterminées par le profil radial de l'écart-type azimutal du bruit (paragraphes IV.3.1.1 et IV.3.2.2) pour la soustraction 1,575−1,625 en convertissant les contrastes en masses suivant les prédictions des modèles DUSTY, pour pouvoir comparer les deux méthodes d'estimation de la masse de compagnons que l'on aurait pu détecter. Je rappelle que j'ai calculé ces courbes en supposant une atténuation nulle du traitement SDI, donc il s'agit d'un cas optimiste.

En premier lieu, je remarque que les limites de sensibilité SDI+ADI classique sont meilleures que celles du traitement ADI classique seul, quelle que soit la méthode employée. C'est un point important car cela montre l'intérêt d'utiliser le traitement SDI avant le traitement ADI pour

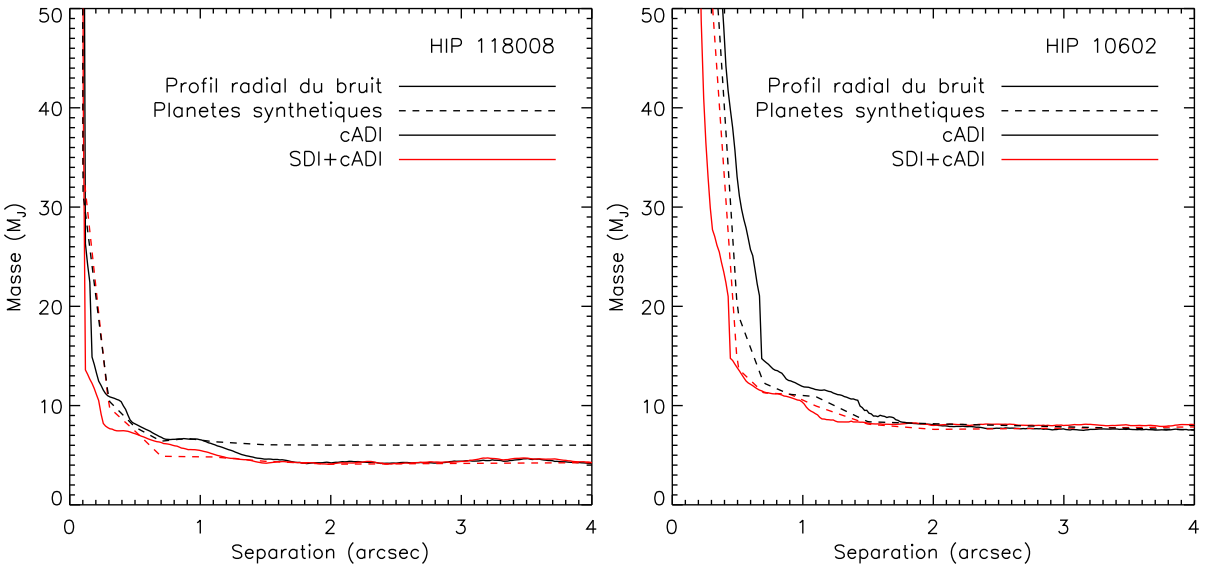

FIGURE IV.3.14 – *Limites de sensibilité en masse après le traitement ADI classique et SDI+ADI classique de HIP 118008 (**gauche**) et HIP 10602 (**droite**) obtenues en injectant des planètes synthétiques (courbes en tirets), comparée aux limites calculées par le profil radial du bruit en négligeant l'atténuation du traitement SDI (courbes en trait plein).*

étalonner les résidus stellaires variant rapidement dans le temps (section IV.1.2). Cependant, le gain permis par la combinaison SDI+ADI classique est plus faible pour la méthode des planètes synthétiques que pour celle du profil radial du bruit. Ceci est attendu à cause de l'atténuation du traitement SDI qui est prise en compte dans la première méthode. Cette atténuation est due en partie à l'auto-soustraction de la FEP du compagnon, qui est d'autant plus importante à une séparation donnée que la FEP est déformée (figure IV.3.7). Ceci peut expliquer le fait que les performances SDI+ADI classique de HIP 10602 obtenues par la méthode des planètes synthétiques (courbe en tirets rouges) soient moins bonnes que celles obtenues avec le même traitement mais avec la méthode du profil radial (courbe en trait plein rouge), alors que les limites de sensibilité en masse fournies par le traitement ADI classique par la première méthode sont meilleures que celles calculées par la deuxième méthode (courbes noires en tirets et trait plein respectivement). Enfin, pour un traitement donné (courbes de même couleur), je note que la méthode d'estimation de la masse par la conversion du profil radial du bruit tend à surestimer les performances à courte séparation ($\leq$0,3″ pour HIP 118008 et $\leq$0,7″ pour HIP 10602), à l'exception du traitement ADI classique pour HIP 10602. Pour le traitement SDI+ADI classique, ceci peut être dû à la non prise en compte de l'atténuation du traitement SDI dans le calcul des profils radiaux. Les différences sont aussi visibles pour le traitement ADI classique, donc un autre facteur doit jouer. La méthode du calcul du profil radial peut donner des résultats différents de ceux de la méthode des planètes synthétiques, car on n'injecte pas de planètes synthétiques pour vérifier que ces dernières sont bien détectées avec un rapport signal à bruit de 5. Il s'agit d'un point important parmi les améliorations à apporter à mon travail. Aux grandes séparations, les méthodes donnent plutôt des limites de sensibilité en masse similaires, sauf pour la courbe ADI classique de HIP 118008 déterminée par la méthode des planètes synthétiques. Pour cette étoile, la masse minimale atteinte par le traitement SDI+ADI classique est inférieure à celle atteinte par le traitement ADI classique seul (4 contre 6 M_J). Toutefois, ces valeurs sont en dessous de

la masse minimale du modèle DUSTY (7 $M_{\rm J}$) et sont donc sensibles à l'extrapolation.

IV.3.4 Résumé et perspectives

J'ai discuté dans ce chapitre les limites de sensibilité en contraste compagnon/étoile, température effective et masse de compagnons d'un programme d'observation d'une quinzaine d'étoiles jeunes et proches combinant la coronographie et l'imagerie différentielle angulaire et spectrale. Dans un premier temps, j'ai réalisé cet exercice pour le traitement ADI classique seul. La limite de détection en contraste atteint des valeurs médianes d'environ 10^{-4}–10^{-5} à 0,5–1″, correspondant à des températures effectives et masses limites de 1500–1100 K et 25–10 $M_{\rm J}$. Un des objectifs de ce programme était de sonder l'environnement d'étoiles à la recherche de compagnons de masse planétaire ($M_{\rm p} \geq 13$ $M_{\rm J}$) à des séparations aussi proches que 5–10 UA. Cette gamme de séparations est plus petite que celles sondées par les grands programmes d'observation en imagerie directe (typiquement ≥25 UA). J'ai montré que cet objectif est réalisé pour 50% des cibles observées. Comme attendu, les masses sondées sont plus faibles pour les étoiles de plus faible masse (types spectraux KM). J'ai détaillé ensuite les difficultés de l'interprétation des flux mesurés dans les images traitées en SDI. En effet, ces flux sont en réalité des différences de flux, qui peuvent donc être positives ou négatives. Il n'est par conséquent plus possible de convertir les contrastes mesurés dans les images en masses de compagnons que l'on aurait pu détecter via des modèles d'évolution d'objets de masse substellaire. Une solution serait d'utiliser des planètes synthétiques avec les flux des filtres SDI prédits par les modèles évolutifs et de déterminer les masses correspondant à un rapport signal à bruit fixé. Néanmoins, les modèles pour lesquels j'ai la photométrie dans les filtres SDI ne sont pas suffisamment bien échantillonnés en âge et aux masses plus faibles que 10 $M_{\rm J}$ pour pouvoir mener cette analyse pour toutes les étoiles observées. Je me suis donc placée dans le cas optimiste où l'atténuation du traitement SDI est nulle (compagnon visible dans l'image de référence et non visible dans l'image de soustraction) pour estimer les limites de sensibilité ultimes de nos observations en suivant la même méthode employée que pour le traitement ADI classique seul. Le gain permis par la combinaison SDI+ADI classique est le plus important aux séparations plus proches que 1″ et atteint en moyenne 1,2–1,5 mag. Cette combinaison permet de rechercher des compagnons de masse planétaire à des séparations plus proches de 0,3″ par rapport au traitement ADI classique seul. Les performances de notre programme d'observation aux séparations inférieures à 1″ sont meilleures ou équivalentes à celles des programmes publiés (Biller et al. 2007; Lafrenière et al. 2007b, respectivement en SDI et ADI).

Parmi les améliorations à apporter à mon travail, j'ai déjà mentionné la détermination de la photométrie SDI de modèles d'évolution mieux échantillonnés aux petites masses. Ceci permettrait d'évaluer les limites de détection réelles de notre programme d'observation en tenant compte de l'atténuation du traitement SDI. Ce travail original donnera lieu à une publication qui sera importante dans la perspective de l'exploitation des données SDI de SPHERE et de GPI. Il y a aussi l'étalonnage des profils radiaux par la mesure du rapport signal à bruit de planètes synthétiques et la comparaison des performances des différents algorithmes ADI et de la combinaison de ces derniers avec le traitement SDI. Une étude intéressante pour Fomalhaut et HD 10647 serait de comparer mes limites de détection en bande H avec les flux prédits par des modèles de disque. Une autre piste de recherche serait d'utiliser les caractéristiques du diagramme masse-séparation sondé par nos observations pour contraindre les propriétés d'une population de planètes synthétiques générée par le *Multi-purpose Exoplanet Simulation System* (Bonavita et al. 2012). Enfin, un point important sera l'analyse de détection de points sources

avec d'autres algorithmes ADI (et leur combinaison avec SDI) et, s'il y en a, de proposer des observations de suivi pour confirmer ou non que ceux-ci sont des objets liés gravitationnellement. Mon travail de thèse constitue une étape importante vers l'interprétation des données SDI, dans le contexte de l'arrivée prochaine des premières données de SPHERE. Je pourrai participer au travail de comparaison des performances de l'instrument obtenues pendant la mise en service avec celles prédites par le code de simulation qui a été développé en partie par mon équipe.

Conclusion

Il meurt lentement, celui qui ne prend pas de risques pour réaliser ses rêves.
Pablo Neruda

Résultats

Dans ce manuscrit, j'ai analysé les performances de deux instruments pour la caractérisation des exoplanètes.

La mission SPICES (*Spectro-Polarimetric Imaging and Characterization of Exoplanetary Systems*) est un projet de coronographe spatial de 1,5 m de diamètre proposé par Anthony Boccaletti et un consortium international à l'appel d'offres *Cosmic Vision* de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) pour des missions de classe moyenne en 2010. Elle a pour objectif l'analyse spectro-polarimétrique visible d'exoplanètes géantes froides, de super-Terres et de disques circumstellaires aussi faibles que quelques zodis. Pour répondre à ces objectifs scientifiques ambitieux, SPICES inclut une instrumentation spécifique qui n'est implémentée sur aucun instrument en cours d'intégration et à l'étude.

À l'aide d'un code de simulation numérique de l'instrument, j'ai défini dans un premier temps les spécifications hauts niveaux de SPICES et contribué ainsi à l'élaboration de son concept. Puis, j'ai mené une étude approfondie de ses performances scientifiques à la fois en détection et en caractérisation spectrale. À partir de spectres planétaires réalistes, j'ai montré que l'identification des molécules, des nuages, de la métallicité et du type de surface (pour les super-Terres) requiert un rapport signal à bruit d'au moins 30. J'ai aussi déterminé l'espace des paramètres en rayon de planète et en distance de l'étoile accessible à la mission. Pour une étoile analogue au Soleil, les performances de SPICES lui permettraient d'analyser l'atmosphère de planètes géantes gazeuses à des séparations $\leq$5 UA et des distances $\leq$10 pc, de planètes géantes glacées plus proches que $\sim$2 UA de leur étoile à moins de $\sim$8 pc, de super-Terres à 1–2 UA pour quelques étoiles à moins de 4–5 pc et de Terres autour de α Centauri A. En considérant tous les types stellaires, j'ai estimé un ordre de grandeur préliminaire du nombre d'étoiles cibles potentielles de 300. Mon travail a permis de clarifier les objectifs scientifiques de SPICES, mais pourra être utile pour les autres projets de coronographes spatiaux à l'étude. En effet, les études de ces derniers se sont intéressées essentiellement à la validation de technologies, telles que la coronographie, le contrôle de front d'onde et l'imagerie différentielle pour atténuer le bruit de photon stellaire et les aberrations quasi statiques causées par les défauts optiques de l'instrument. L'analyse de leurs performances scientifiques a été pourtant peu explorée dans le détail. L'étude que j'ai réalisée pour SPICES dépasse donc le cadre de cette mission et a fait l'objet d'une publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics*.

Le second instrument auquel je me suis intéressée est la caméra d'optique adaptative NaCo du *Very Large Telescope* de l'ESO. Mon équipe a entrepris un programme d'observation ambitieux d'un échantillon d'une quinzaine d'étoiles jeunes et proches du Soleil ($<$200 Ma, $<$25 pc) dans le but de chercher des exoplanètes géantes gazeuses aussi froides que 500–1300 K à des séparations aussi proches que 5–10 UA. Pour cela, nous avons combiné plusieurs techniques d'imagerie à haut contraste, telles que la coronographie de phase, l'imagerie différentielle angulaire (ADI) et l'imagerie différentielle spectrale (SDI). Une autre motivation de ce programme était de tester sur le ciel un des principaux modes d'observation de l'instrument SPHERE, le premier instrument

dédié à la détection et à la caractérisation atmosphérique d'exoplanètes du *Very Large Telescope*. Enfin, mon travail représente une étape cruciale vers l'exploitation des données SPHERE. En effet, il existe très peu de travaux sur l'analyse des données SDI dans la littérature. J'ai amélioré le programme de réduction de données que mon équipe avait développé pour des observations précédentes pour tenir compte des spécificités des données SDI+ADI. En particulier, j'ai étudié les performances de différents algorithmes de traitement SDI avec et sans minimisation globale de paramètres. Ensuite, j'ai déterminé les limites de sensibilité en contraste, température effective et masse de compagnons de l'ensemble des étoiles du programme d'observation avec le traitement ADI classique seul. La limite de détection en contraste atteint des valeurs médianes de $\sim 10^{-4}$–10^{-5} à 0,5–1″, correspondant à des températures effectives et masses limites de 1500–1100 K et 25–10 M_{J}. Après, j'ai discuté les différents problèmes que soulève l'interprétation des flux mesurés dans les images traitées en SDI. En effet, lorsque le compagnon émet du flux dans les deux bandes spectrales soustraites, sa signature s'auto-soustrait partiellement. On ne peut donc plus utiliser les flux mesurés dans les images pour déduire les limites de sensibilité associées, comme je l'ai fait pour l'analyse ADI des données. Je propose une méthode basée sur les prédictions des modèles d'évolution d'objets de masse substellaire pour estimer directement les limites de détection en masse de compagnons. Pour l'analyse des données NaCo, je me suis placée dans le cas extrême où le compagnon n'émet pas de flux dans l'une des deux bandes spectrales soustraites par le traitement SDI pour déterminer les performances ultimes de notre programme d'observation. Le gain permis par la combinaison SDI+ADI classique est le plus important aux séparations inférieures à 1″ et atteint en moyenne 1,2–1,5 magnitudes. Cette combinaison permet de rechercher des compagnons de masse planétaire à des séparations plus proches de 0,3″ par rapport au traitement ADI classique seul. Les performances de notre programme d'observation à des séparations inférieures à 1″ sont meilleures ou équivalentes à celles des programmes publiés.

Perspectives

Les perspectives ouvertes par mon travail sur les performances scientifiques de la mission SPICES et l'analyse de données FQPM+SDI+ADI de l'instrument NaCo du *Very Large Telescope* sont nombreuses.

Pour SPICES, j'ai montré que la limitation fondamentale pour le nombre de cibles n'était pas le bruit de photon mais la résolution angulaire de l'instrument. J'ai alors évoqué la possibilité d'une proposition de mission plus grande pour y remédier. L'ESA a annoncé qu'elle lancerait un appel à grandes missions (classe L) en 2013. De plus, le CNES, l'agence spatiale française, a contacté récemment mon équipe et a fait part de son intérêt pour le démarrage d'une phase d'étude de SPICES. Si cette phase d'étude est effectivement lancée, elle permettrait de préparer l'appel à missions de l'ESA. En parallèle, je pourrais appliquer les outils que j'ai utilisés pour déterminer les spécifications hauts niveaux et les performances spectrométriques de la version moyenne de la mission SPICES à un télescope plus grand. Indépendamment de l'appel d'offres de l'ESA, je continuerai mon étude des capacités scientifiques de coronographes spatiaux (petits ou grands) en l'étendant aux études polarimétriques de planètes et aux analyses de disques circumstellaires. Un point important que j'ai souligné est le besoin de grilles de modèles d'atmosphère planétaire pour l'estimation approfondie des performances. Une collaboration avec des spécialistes en modélisation d'atmosphère sera nécessaire pour effectuer cette analyse. Une autre possibilité est l'amélioration du code de simulation MEHICI, en incluant l'estimation et la correction réalistes des aberrations du front d'onde (en collaboration avec Johan Mazoyer), la propagation de la lumière selon la théorie de Fresnel et un code de simulation d'un spectromètre intégral de champ.

Quant à l'analyse des données NaCo, j'utiliserai la photométrie dans les filtres SDI de modèles d'évolution mieux échantillonnés aux faibles masses dans les mois qui suivront ma thèse. Cela me permettra de déterminer les limites de détection réelles de notre programme d'observation en prenant en compte l'atténuation du traitement SDI. J'étudierai aussi les performances des différents algorithmes ADI et la combinaison de ces derniers avec le traitement SDI. Il sera utile de comparer les limites de détection obtenues pour Fomalhaut et HD 10647 avec les intensités en bande H prédites par des modèles de disque circumstellaire. La comparaison des caractéristiques du diagramme masse-séparation sondé par nos observations aux propriétés de populations de planètes synthétiques générées par le code *Multi-purpose Exoplanet Simulation System* pourrait fournir des contraintes sur les propriétés des planètes géantes à longue période orbitale. Enfin, je mènerai une analyse de détection de points sources avec d'autres algorithmes ADI (et leur combinaison avec SDI). Si des points sources sont détectés, nous proposerons des observations de suivi pour confirmer ou non que ceux-ci sont des objets liés gravitationnellement. Ce travail donnera à mon équipe une expertise précieuse sur l'interprétation des données SDI en vue de l'exploitation prochaine des premières données de SPHERE. Je pourrai participer au travail de comparaison des performances obtenues sur le ciel avec celles prédites par le code de simulation instrumentale qui a été développé en partie par mon équipe.

Annexes

Cette séparation entre passé, présent et avenir ne garde que la valeur d'une illusion, si tenace soit-elle.
Albert Einstein

Annexe A

Liste des publications

Articles de revues à comité de lecture

- Boccaletti, A., Augereau, J.-C., Lagrange, A.-M., Milli, J., Baudoz, P., Mawet, D., Mouillet, D., Lebreton, J., & **Maire, A.-L.** 2012, *Morphology of the very inclined debris disk around HD 32297*, A&A, 544, A85, 12 pp.

- **Maire, A.-L.**, Galicher, R., Boccaletti, A., Baudoz, P., Schneider, J., Cahoy, K. L., Stam, D. M., & Traub, W. A. 2012, *Atmospheric characterization of cold exoplanets using a 1.5-m coronagraphic space telescope*, A&A, 541, A83, 18 pp.

- Boccaletti, A., Schneider, J., Traub, W., Lagage, P.-O., Stam, D., Gratton, R., Trauger, J., Cahoy, K., Snik, F., Galicher, R., Reess, J.-M., Mawet, D., Augereau, J.-C., Patience, J., Kuchner, M., Wyatt, M., Pantin, E., **Maire, A.-L.**, Vérinaud, C., Ronayette, S., Dubreuil, D., Min, M., Rodenhuis, M., Mesa, D., Belikov, R., Guyon, O., Tamura, M., Murakami, N., Beerer, I. M., & the SPICES team 2012, *SPICES : Spectro-Polarimetric Imaging and Characterization of Exoplanetary Systems*, Exp. Astron., 34, pp. 355–384.

Conférences avec actes

- **Maire, A.-L.**, Galicher, R., Boccaletti, A., Baudoz, P., Schneider, J., Cahoy, K., Stam, D., & Traub, W., *Atmospheric characterization of cold exoplanets using a 1.5-m coronagraphic space telescope*, Formation, Detection and Characterization of Extrasolar Habitable Planets, ed. J.-L. Zhou & N. Haghighipour, IAU Symposium, Vol. 293, in press.

- Boccaletti, A., **Maire, A.-L.**, Galicher, R., Baudoz, P., Mawet, D., Trauger, J., Schneider, J., Traub, W., Stam, D., Lagage, P.-O., Gratton, R., and the SPICES team, *SPICES : a mission concept to characterize long-period planets from giants to Super-Earths*, Formation, Detection and Characterization of Extrasolar Habitable Planets, ed. J.-L. Zhou & N. Haghighipour, IAU Symposium, Vol. 293, in press.

- **Maire, A.-L.**, Galicher, R., Boccaletti, A., Baudoz, P., Schneider, J., Cahoy, K., Stam, D., & Traub, W. 2012, *Atmospheric characterization of cold exoplanets using a 1.5-m coronagraphic space telescope*, Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave. Edited by Clampin, Mark C., Fazio, Giovanni G., MacEwen, Howard A., & Oschmann, Jacobus M., Jr. Proceedings of the SPIE, Vol. 8442, id. 84424G–84424G-12.

- **Maire, A.-L.**, Boccaletti, A., Schneider, J., Galicher, R., Baudoz, P., Stam, D., Traub, W., Lagage, P.-O., Gratton, R., and the SPICES team 2012, *SPICES : a 1.5-m space coronagraph for spectro-polarimetric characterization of cold exoplanets*, Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave. Edited by Clampin, Mark C., Fazio, Giovanni G., MacEwen, Howard A., & Oschmann, Jacobus M., Jr. Proceedings of the SPIE, Vol. 8442, id. 84420I–84420I-13.

- Galicher, R., Baudoz, P., Boccaletti, A., **Maire, A.-L.**, Ronayette, S., & Schneider, J. 2010, *See-coast : polarimetric and spectral characterization of exoplanets with a small space telescope*, Space Telescopes and Instrumentation 2010 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave. Edited by Oschmann, Jacobus M., Jr., Clampin, Mark C., & MacEwen, Howard A. Proceedings of the SPIE, Vol. 7731, pp. 773126-773126-8.

- **Maire, A.-L.**, Galicher, R., Boccaletti, A., Schneider, J., & Baudoz, P. 2010, *Visible spectroscopy of terrestrial exoplanets with SEE-COAST*, SF2A-2010 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, ed. S. Boissier, M. Heydari-Malayeri, R. Samadi & D. Valls-Gabaud, pp. 81–85.

Conférences sans actes

- Boccaletti, A., **Maire, A.-L.**, Galicher, R., Schneider, J., Baudoz, P., Traub, W., Lagage, P.-O., Stam, D., Gratton, R., and the SPICES team 2012, *SPICES : Spectro-polarimetric imaging and characterization of exoplanetary systems*, High CONtrast Imaging & Spectroscopy. ESO, Santiago, Chile.

- Boccaletti, A., Augereau, J.-C., Lagrange, A.-M., Milli, J., Baudoz, P., Mawet, D., Mouillet, D., Lebreton, J., & **Maire, A.-L.** 2012, *Imaging and structure modeling of HD 32297*, Observing Planetary Systems II. ESO, Santiago, Chile.

- **Maire, A.-L.**, Boccaletti, A., Galicher, R., Schneider, J., Baudoz, P., and the SPICES team 2010, *Visible spectro-polarimetry of exoplanets with SPICES*, In the Spirit of Lyot 2010 : Direct Detection of Exoplanets and Circumstellar Disks. University Denis Diderot Paris 7, Paris, France.

Annexe B

Article Boccaletti, A., *et al.* 2012, Exp. Astron., 34, 355

Ma contribution à cet article est la section 5, présentant des résultats de performance obtenus par simulations numériques. Cependant, les simulations que j'ai menées sur l'optimisation des paramètres et l'évaluation des performances (voir chapitre III.1) ont aidé à définir le concept instrumental de SPICES (section 3) et à évaluer la durée de la mission (Table 2).

Exp Astron (2012) 34:355–384
DOI 10.1007/s10686-012-9290-5

ORIGINAL ARTICLE

SPICES: spectro-polarimetric imaging and characterization of exoplanetary systems

From planetary disks to nearby Super Earths

Anthony Boccaletti · Jean Schneider · Wes Traub · Pierre-Olivier Lagage · Daphne Stam · Raffaele Gratton · John Trauger · Kerri Cahoy · Frans Snik · Pierre Baudoz · Raphael Galicher · Jean-Michel Reess · Dimitri Mawet · Jean-Charles Augereau · Jenny Patience · Marc Kuchner · Mark Wyatt · Eric Pantin · Anne-Lise Maire · Christophe Vérinaud · Samuel Ronayette · Didier Dubreuil · Michiel Min · Michiel Rodenhuis · Dino Mesa · Russ Belikov · Olivier Guyon · Motohide Tamura · Naoshi Murakami · Ingrid Mary Beerer · SPICES team

Received: 9 May 2011 / Accepted: 6 February 2012 / Published online: 29 February 2012
© Springer Science+Business Media B.V. 2012

The SPICES Team: **France**: A. Boccaletti (Obs. Paris), J. Schneider (Obs. Paris), P. Baudoz (Obs. Paris), J.-M. Reess (Obs. Paris), R. Galicher (Obs. Paris), A.-L. Maire (Obs. Paris), M. Mas (Obs. Paris), D. Rouan (Obs. Paris), G. Perrin (Obs. Paris), S. Lacour (Obs. Paris), P. Thébault (Obs. Paris), N. Nguyen (Obs. Paris), L. Ibgui (Obs. Paris), F. Arenou (Obs. Paris), J. F. Lestrade (Obs. Paris), M. N'Diaye (LAM), K. Dohlen (LAM), M. Ferrari (LAM), E. Hugot (LAM), J.-L. Beuzit (IPAG), A.-M. Lagrange (IPAG), C. Vérinaud (IPAG), P. Martinez (IPAG), M. Barthelemey (IPAG), J. Augereau (IPAG), S. Ronayette (CEA), D. Dubreuil (CEA), P.-O. Lagage (CEA), E. Pantin (CEA), L. Mugnier (ONERA) – **The Netherlands**: D. Stam (SRON), F. Snik (U. Utrech), M. Min (U. Utrech), M. Rodenhuis (U. Utrech), C. Keller (U. Utrech) – **USA**: W. Traub (NASA JPL), J. Trauger (NASA JPL), D. Mawet (NASA JPL), R. Belikov (NASA Ames), K. Cahoy (NASA Ames), M. Marley (NASA Ames), M. Kuchner (GSFC), O. Guyon (U. Arizona/ Subaru), P. Kalas (UC Berkeley), K. Stapelfeldt (NASA JPL), R. Brown (STScI), S. Kane (Caltech), I. M. Beerer (MIT) – **Italy**: R. Gratton (Obs. Padova), S. Desidera (Obs. Padova), D. Mesa (Obs. Padova), A. Sozzetti (Obs. Torino), A. Mura (IFSI Roma)– **Spain**: E. L. Martin (INTA CSIC), H. Bouy (INTA CSIC) – **UK**: J. Patience (U. Exeter), M. Wyatt (U. Cambridge), A. Allan (U. Exeter), R. King (U. Exeter), A. Vigan (U. Exeter), L. Churcher (U. Cambridge) – **Switzerland**: S. Udry (Obs. Geneva) – **Japan**: M. Tamura (NAOJ), N. Murakami (U. Hokkaido), T. Matsuo (NAOJ), J. Nishikawa (NAOJ) – **Belgium**: C. Hanot (U. Liège) – **Germany**: S. Wolf (U. Kiel), L. Kaltenegger (MPIA), H. Klahr (MPIA) – **Austria**: E. Pilat-Lohinger (Obs. Vienna).

A. Boccaletti (✉) · P. Baudoz · R. Galicher · J.-M. Reess · A.-L. Maire
LESIA, Paris Observatory, Meudon, France
e-mail: anthony.boccaletti@obspm.fr

J. Schneider
LUTH, Paris Observatory, Meudon, France

W. Traub · J. Trauger · D. Mawet
NASA-JPL, Pasadena, CA, USA

P.-O. Lagage · E. Pantin · S. Ronayette · D. Dubreuil
SAp/CEA, Saclay, France

Abstract SPICES (Spectro-Polarimetric Imaging and Characterization of Exoplanetary Systems) is a five-year M-class mission proposed to ESA Cosmic Vision. Its purpose is to image and characterize long-period extrasolar planets and circumstellar disks in the visible (450–900 nm) at a spectral resolution of about 40 using both spectroscopy and polarimetry. By 2020/2022, present and near-term instruments will have found several tens of planets that SPICES will be able to observe and study in detail. Equipped with a 1.5 m telescope, SPICES can preferentially access exoplanets located at several AUs (0.5–10 AU) from nearby stars (<25 pc) with masses ranging from a few Jupiter masses to Super Earths (~2 Earth radii, ~10 $M_\oplus$) as well as circumstellar disks as faint as a few times the zodiacal light in the Solar System.

Keywords Exoplanets · High contrast imaging

1 Introduction

SPICES (Spectro-Polarimetric Imaging and Characterization of Exoplanetary Systems) was proposed in 2010 to the ESA M3 Cosmic Vision call for missions for a launch in the 2020s. It is a direct imaging mission designed to achieve very high contrasts in order to characterize exoplanetary systems

D. Stam
SRON, Utrecht, The Netherlands

R. Gratton
INAF, Padova Observatory, Padova, Italy

K. Cahoy · R. Belikov
NASA Ames Research Center, Moffett Field, CA, USA

F. Snik
Sterrekundig Instituut Utrecht, Utrecht, The Netherlands

J.-C. Augereau · C. Vérinaud
IPAG, Grenoble, France

J. Patience
University of Exeter, Exeter, UK

M. Kuchner
NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD, USA

M. Wyatt
University of Cambridge, Cambridge, UK

M. Min · M. Rodenhuis
University of Utrecht, Utrecht, The Netherlands

D. Mesa
Obs. Padova, Padova, Italy

previously identified by other instruments. SPICES is an evolution of the former SEE-COAST proposal [36] and belongs to the category of so-called small coronagraphic telescopes derived from the Terrestrial Planet Finder concept [26].

Recently, a crucial step has been accomplished with the first direct detections of both hot transiting giant planets [39, 40] and long-period warm young giants [16, 22, 25, 29]. Transit spectroscopy, though limited to transiting planets, was able to measure low-resolution spectra, both in emission and in transmission from the visible to mid-IR. Direct imaging has reached large contrasts mostly in the visible and near-IR. It has derived colors and first low-resolution spectra [4, 11]. Direct detections will be more frequent in the present decade with upcoming planet finders on 8 m telescopes from the ground and in space with James Webb Space Telescope (JWST), both in transit and direct imaging.

As a direct imaging mission, SPICES deals with exoplanetary systems that resemble the Solar System. Fed by a 1.5 m telescope, SPICES can preferentially access exoplanets located at several AUs (0.5–10 AU) from nearby stars (<25 pc) with masses ranging from a few Jupiter masses to Super Earths (~2 Earth radii, ~10 $M_\oplus$). SPICES, which will characterize planets by spectroscopy and polarimetry, has an important advantage over other exoplanet missions. Owing to its large field of view (10") and diffraction-limited imaging capability, SPICES can access planetary systems as a whole. In addition to the aforementioned planets (the main goal of the mission), much longer period planets (>10 AU) around young stars (found by planet finders on the ground) and circumstellar disks (from protoplanetary to debris disks) are accessible. Importantly, SPICES has the ability to detect exozodiacal light at the level of a few zodi, which is famously known to hamper the detection of Earth-like planets. This ability is therefore a tremendous advantage for future and increasingly ambitious direct detection programs.

This challenging goal clearly requires a specific instrumentation, which is not available on any other present or future facility and must be optimized for a very specific task. Typical star/planet brightness ratios are in the range of 10^8 to 10^{10} at less than one arc-second. SPICES combines several techniques for high

O. Guyon
University of Arizona, Tucson, AZ, USA

O. Guyon
Subaru Telescope NAOJ, Hilo, HI, USA

M. Tamura
NAOJ, Tokyo, Japan

N. Murakami
Hokkaido University, Hokkaido, Japan

I. M. Beerer
Department of Aeronautics and Astronautics at MIT, Cambridge, MA, USA

contrast imaging in a single instrument designed to maximize the astrophysical return while reducing risks.

This paper summarizes the main objectives and characteristics of the mission as proposed to ESA. Section 2 describes the various types of objects SPICES will study together with their observable characteristics and gives a first estimate of the targets sample. The instrument concept is detailed in Sections 3 and 4 discusses the pointing issue. Some preliminary assessments of performances are shown in Section 5. Finally, general characteristics for the operations and the spacecraft are given in Sections 6 and 7. We note that a thorough estimation of performances will be presented in a forthcoming paper, while here we emphasize the science program and the technical aspects as presented in the Cosmic Vision proposal.

2 Science program

2.1 Observational approach

The exoplanet phenomenon is so diverse that it will require several missions and instruments from both space and ground to cover a broad range of parameters across several wavelength regimes. The primary objective of SPICES is to study the atmospheres and possibly surfaces of various type of planets: gaseous and iced giants as well as Super Earths. For that purpose, SPICES combines direct imaging with spectro-polarimetry in the visible (450–900 nm) and measures the total flux F and the linearly polarized fluxes Q and U, all as functions of the wavelength λ, for every pixel in an image. Combining spectroscopy and polarimetry has several advantages: first, the degree of polarization is sensitive to the properties of scattering particles and/or the reflecting surfaces; and second, polarimetry allows us to distinguish between reflected light by planets and light from stars which can be considered unpolarized. The ratio of the polarized fluxes to the total flux of a pixel determines the degree of polarization P and is given by:

$$P(\lambda) = [Q(\lambda)^2 + U(\lambda)^2]^{1/2}/F(\lambda) \quad (1)$$

SPICES will be sensitive to exoplanets over a wide range of ages (a few Myr to a few Gyr), temperatures (warm to cold, respectively), and stellar types (from M to A stars), with arbitrary orbital inclinations and a wide range of orbital distances (from a fraction of an AU to several AU, depending on the stellar type and distance), and along large fractions of their orbits (depending on orbital inclination angles: at phase angles of $90° \pm 45°$). SPICES direct imaging and spectro-polarimetry will provide access to:

- the detection of unknown exoplanets in known planetary systems
- the orientation and stability of planetary orbits (yielding true masses of planets detected with the radial velocity (RV) method)
- the properties (density, microphysical characteristics) of exozodiacal dust

- the morphology of circumstellar dust and debris disks
- the composition of planetary atmospheres (absorbing gases)
- the presence and character of clouds/hazes
- the structure of planetary atmospheres (e.g. vertical distributions of gases, clouds, and hazes)
- the composition and structure of planetary surfaces (if present and visible through the atmosphere)
- the temporal variations in the composition and structure of planetary atmospheres and surfaces (due to seasons, eccentricity, chemical non-equilibrium, ...)

To accomplish these tasks, SPICES will have to face large contrasts (typically 10^8 to 10^{10}) at short angular separations (a fraction of an arcsecond). Table 1 gives the top level science requirements of the SPICES mission.

2.2 Characterization of cold exoplanets

Planets are colder when they are older and further away from their parent star. Cold planets emit relatively little thermal radiation and shine with reflected starlight at visible wavelengths. Flux and polarization spectra of this reflected starlight contain a wealth of information about an exoplanet's atmospheric composition, structure, and possibly surface (for rocky exoplanets). The fluxes depend on a planet's radius, orbital distance, and distance to the observer.

2.2.1 Gas and ice giants

Giant planets (both gaseous and iced) are definitely the main targets of SPICES since they will reflect more light than the emblematic but smaller Super Earths, so that a high level of atmospheric characterization can be achieved through both spectroscopy and polarimetry. We anticipate that 1–5 AU orbits around nearby stars will be perfectly suited to SPICES (see Section 5).

Both flux and polarization spectra have an overall shape, the continuum, upon which narrower spectral features are superimposed. The level and shape of the continuum are mostly determined by scattering and absorption by

Table 1 Scientific requirements for SPICES

Quantity	Science requirement	Instrument requirement
Star-to-planet contrast	$1R_J$ at 3 AU with 50% albedo	$<5.10^9$
Angular resolution	Planets at $a > 1$ AU at 10 pc	100 mas at 600 nm
FOV inner part of disks	(10–50 AU)	>5" (goal 10")
F accuracy	Properties of atmospheres	<5%
P accuracy	Properties of atmospheres	<5%
Spectral range	Main molecules, Rayleigh	450–900 nm
Spectral resolving power	Main molecules, Rayleigh	R = 40

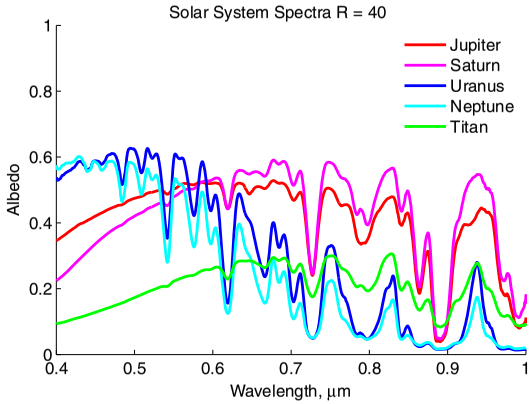

Fig. 1 Spectra of the gas and ice giant planets in our solar system from [23] smoothed to SPICES resolution, R = 40

gases (Rayleigh scattering), clouds, and aerosols. Most of the narrow spectral features in total flux F and polarization P spectra arise from absorption of light by atmospheric gases. The depth and width of the spectral features yield information about overall atmospheric pressure and the existence and altitude of clouds and differ from one planet to the other (sometimes significantly) as shown in Figs. 1 and 2. With SPICES' spectral resolution of about 40, we will be able to identify various types of gases.

The spectral signatures from cloud and aerosol layers depend on the particle properties, the number of particles and their spatial distribution, the illumination and viewing geometries, and the wavelength. These signatures show up differently in flux and polarization spectra, and the greatest insights can be gained by using both: total flux spectra are sensitive to the amount of

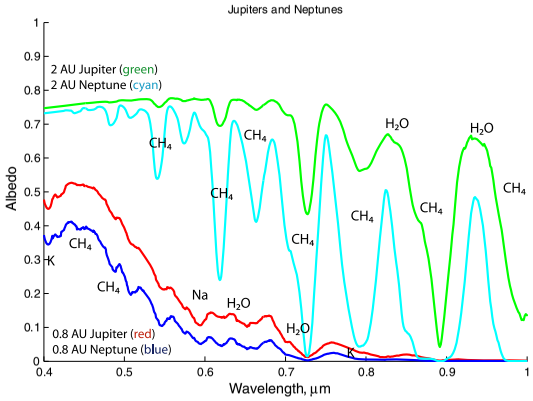

Fig. 2 Albedo of model Jupiter and Neptune planets [13] at separations of 0.8 AU (*red* and *dark blue*, too warm for clouds) and 2 AU (*green* and *cyan*, just cold enough for water clouds) smoothed to SPICES resolution, R = 40

scattering (scattering cross sections, particle number densities, scattering phase functions), while polarization spectra are more sensitive to the microphysics of the particles in the atmospheric layer where the last scattering takes place.

For all of the Solar System giant planets, at redder wavelengths we can see deeper into their atmospheres because Rayleigh scattering and haze absorption decrease. Figure 1 shows that the geometric albedos of Jupiter and Saturn are large at longer wavelengths because these planets have thick clouds relatively high in their atmospheres that efficiently reflect sunlight back to space. Shorter (bluer) wavelengths are absorbed by photochemical hazes instead of Rayleigh scattered. The geometric albedos of Uranus and Neptune are much lower but clearly show Rayleigh scattering at the shortest wavelengths, because for these colder planets, most of the cloud layers are located deeper in the atmosphere, which contain significantly more methane gas. Methane gas has many useful, measurable absorption bands of various strengths across SPICES spectral range, as shown in Figs. 2 and 3.

SPICES will constrain the evolutionary architectures of extrasolar planetary systems because it will be able to tell the difference between ice and gas giant planets, even with a low resolution of R = 40. The evolutionary history ultimately determines the composition and structure of gas and ice giants, driving factors that affect their spectra, such as gas mixing ratios and clouds [13]. For example, giant exoplanets that are somewhat warmer than Jupiter should show H_2O water vapor absorption in the red [13]. SPICES will also be able to characterize the atmospheric temperature and composition of a far greater variety of giant planets than found in our own solar system. Extrasolar planets with ages of 200 Myr to 10 Gyr and masses of 1–5 Jupiters will have effective temperatures ranging from 500 K to below 100 K. As shown in Fig. 2, warmer cloud-free atmospheres reflect less and thus have darker spectra, especially at longer (redder) wavelengths. In the absence of clouds, sodium Na (0.59 μm) and potassium K (0.78 μm) are visible. Clouds increase

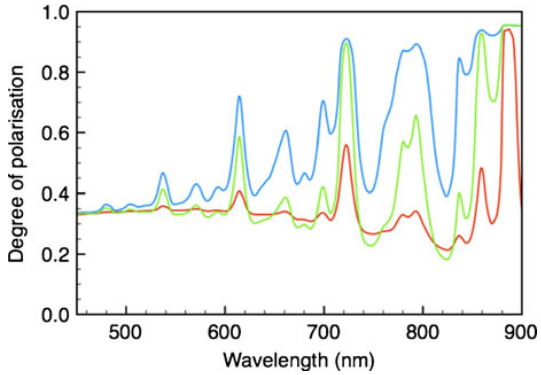

Fig. 3 Simulated polarization P spectra (R = 40) of a Jupiter-like planet with a *thick cloud layer* (*red*), and two Neptune-like planets (*blue* and *green*), with much more methane absorption and deep lying clouds at two altitudes

the amount of reflected light (albedo) and also increase the contrast between continuum and adjoining strongly absorbing spectral regions.

As temperature decreases for older or further-separated planets, the first clouds to appear in the skies are H_2O water clouds. If temperatures get even colder the altitude of the H_2O water clouds also gets lower and deeper into the atmosphere (since atmospheric temperature falls with altitude). Next, high-altitude NH_3 ammonia clouds will form (with spectral features at 0.55, 0.65, and 0.79 μm that are not shown in these plots), followed by the formation of CH_4 methane clouds (strong features in 0.7–0.9 μm as shown in Fig. 2). Thus, the water and ammonia clouds that will likely be found in the atmospheres of planets in SPICES detection range will indicate atmospheric temperature and composition [13].

In addition to being able to differentiate between gas and ice giant planets, SPICES will also be able to differentiate gas giant planets from brown dwarfs. This ability is extremely useful for validating or ruling out planet candidates observed by previous direct detections, where mass is derived photometrically (such as JWST or planet-finders on the ground).

All giant planets in our Solar System have rings. SPICES cannot spatially resolve rings, but they reveal their presence by reflecting starlight and by casting their shadow on the planet. The traces of rings in the planets flux and polarization phase functions depend on ring properties such as radius, optical thickness, particle microphysics, and the geometry with respect to the planet and its orbit [2]. The high photometric stability of a space mission like SPICES allows the ring presence to be revealed.

2.2.2 Nearby super earths

Super Earths are very interesting objects but obviously fainter than giants and necessarily rare in the solar neighborhood (due to RV detection bias). SPICES will be able to detect large terrestrial planets (>2 Earth radii) with Earth-like albedos around a few of the nearest stars (<5 pc). The largest terrestrial planets in the Solar System (Venus, Earth, Mars) differ strongly in composition, surface pressure, cloud coverage, and surface type at visible wavelengths. They each have unique flux F and polarization P spectra. In addition, Super Earths will have spectra that largely contain information about their clouds and surfaces. The Chappuis band of ozone O_3 (590 ± 50 nm) is a prominent broad feature as well as the oxygen O_2 A band (760 nm $\pm$ 10 nm) and various water H_2O bands. In favorable circumstances, SPICES could detect the most obvious spectral features (Section 5) and polarization effects providing the degree of polarization is large like for Titan (see Fig. 4).

SPICES will see the lowest possible scattering surface of a planets atmosphere. This surface might be the top of clouds or the solid/liquid surface of a few nearby Super Earths. Sensing the actual surface will only be possible if the planets atmosphere is optically thin, like that of Mars, or if the cloud coverage is sparse enough, such as on Earth. A particularly interesting surface type to search for would be liquid water. For that, SPICES could

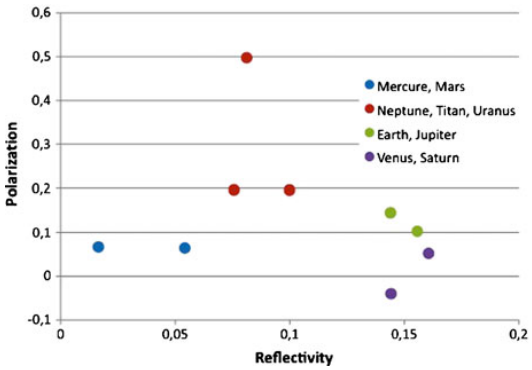

Fig. 4 The measured polarization of planets in the solar system [35]. Titan-like planets can have very large degree of polarization

take advantage of its polarization spectra capability, since oceans generally appear dark and have very low albedos and thus may not be detectable in flux F spectra. SPICES can make the difference between various type of surfaces (clouds/forests/oceans) with very strong color effects in the visible. Observations of a planet at different locations in its orbit could reveal seasonal effects provided they are strong, as they might be for a planet in a highly elliptical orbit or with a large obliquity.

2.3 Characterization of young and warm exoplanets

Planets around young stars are young and warm, and their thermal emission makes them relatively bright at visible wavelengths. Any planets discovered at longer wavelengths with the upcoming next-generation adaptive optics exoplanet instruments, SPHERE (Spectro Polarimetric High contrast Exoplanet REsearch [8]), GPI (Gemini Planet Imager [28]), and HiCIAO (High Contrast Instrument for the Subaru next generation Adaptive Optics [41]) will also be detectable with SPICES (Fig. 5). The emission from these warm planets will still be dominant in the red part (I band) while they will be much fainter (and possibly out of reach of SPICES) at shorter wavelengths owing to their large orbital distances (some tens of AU). It is a unique opportunity to combine visible and near IR spectra to learn more about gaseous absorptions, temperatures and clouds. In addition, depending on the stellar spectral type, SPICES can extend the detection limit down to one Jupiter mass and even one Saturn mass. Due to symmetry, the thermally emitted radiation of young exoplanets will be mostly unpolarized when a planet is observed as a point source. If polarized planetary thermal radiation is in fact observed, it would indicate a horizontally non-homogeneous atmosphere, e.g. an atmosphere with patches of clouds, again complementing near IR ground-based observations.

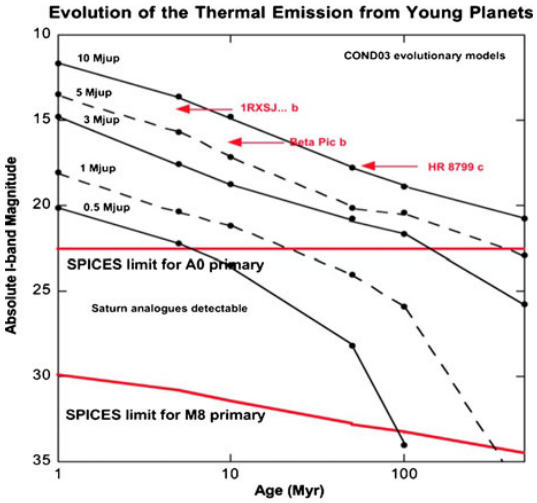

Fig. 5 Absolute I band magnitude of young planets (assuming BD-COND model from [3]) compared to the expected detection limits of SPICES for early and late type stars. SPICES will overcome the 8-m class planet finders by several orders of magnitudes (the 8-m class level is effectively shown by the currently detected planets)

2.4 Characterization of circumstellar disks

SPICES will be able to study a large range of circumstellar disks from protoplanetary to exozodii representing different stages of disk evolution (in proportion with the amount of dust).

Up to now, very few protoplanetary disks have been angularly resolved by direct imaging in their inner (planetary) regions (1–50 AU). The SPICES observatory offers a unique point-source rejection which allows for the first time ever, the possibility to study the geometry and the dust properties of the inner regions of proto-planetary disks with emphasis on the planetary formation. The information from SPICES on the disks scattered light will be entirely complementary to mid-IR (JWST) and sub-mm (ALMA: Atacama Large Millimeter Array) data, since different wavelengths probe dust in different size ranges where different physical processes operate. Polarimetry (degree and direction) will be able to lift important degeneracies in determining the 3D structure of the disks.

The majority of the photometrically-detected debris disks (by Spitzer for instance) are predicted to be ring-like at radii in the 0.1–3" range accessible to SPICES. Recent high resolution images obtained on 8-m class telescopes illustrate this characteristic [12, 42]. Planetary perturbations are known to cause disk structures like offsets, warps, clumps, and spirals, as confirmed by [22, 25]. Therefore, high contrast images can also be used to identify signposts of new planets and provide constraints on the planets' masses, orbits and even evolutionary history.

Exozodiacal dust generated by sublimation of comets and collisions among asteroids can be both friend and foe. SPICES can perform a census of zodiacal

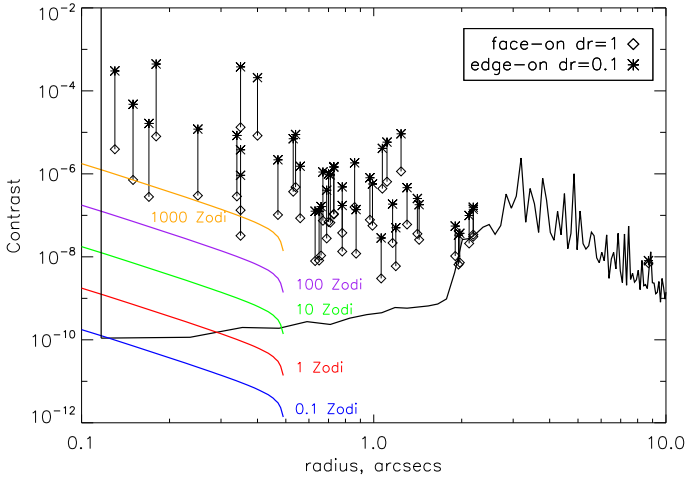

Fig. 6 Simulating SPICES observations of the 46-A star debris disks that were detected at both 24 and 70μm with Spitzer shows that all lie above the contrast limit of SPICES (given here at 1 sigma), regardless of disk orientation. Levels of Zodiacal light are shown for 0.1–1000 Zodi. The level of detection corresponds to a sensitivity of a few zodi

clouds around nearby stars that would be important targets for future missions for direct imaging of exo-Earths, therefore surpassing any currently proposed mission focusing on exo-zodi (Fig. 6) with the ability to directly recover extended structure geometry independently from any models.

2.5 Targets

The SPICES target sample relies mainly on previously detected objects: known planets ($M < 25\ M_J$) and disks. The mission will be defined with these observational constraints, although a survey-like approach is also envisaged for some nearby stars but as a second priority (with no strong drivers on the instrumental concept).[1] Current and near-term detection programs will provide appropriate targets for SPICES, although it is difficult to predict the exact number. However, we can make estimations based on the current performances and the progression rate of discoveries. Our goal in this section is (1) to show that some known planets are already achievable with SPICES and (2) to demonstrate that a significant number of objects will be available by the 2020s, actually more than SPICES could ever observe. Five classes of targets are relevant for SPICES. Overall, there will be at minimum one hundred targets suitable for characterization with SPICES and certainly some hundred

[1]This in particular allows us to reduce the number of deformable mirrors (see Section 3.5).

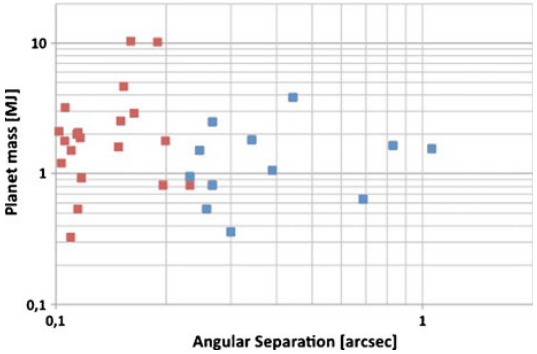

Fig. 7 Planets known from RV surveys and potentially observable with SPICES as of December 2010. *Red dots* are for planets angularly separable at the shortest wavelength (450 nm) and *blue dots* are for 900 nm

objects to search for. We estimated that, given the exposure time needed for characterization and surveys, our program requires a five-year mission.

2.5.1 Planets from radial velocity

Among the nearly 470 planets known from RV,[2] more than 145 stars have planets more massive than 1 M_J and at separation larger than 1 AU (according to http://exoplanet.eu). Only a fraction of these planets will be observable with SPICES depending on the projected angular separations. In the current database, almost 30 objects match the SPICES fundamental limitations (Inner Working Angle ∼ 0.1" @ 0.45 μm) with masses larger than 0.5 M_J (Fig. 7). If we assume that about 3.3% of stars have planets in the 3–6 AU range [46], this translates to about 60 giants observable with SPICES within 20 pc.

As for telluric planets, the current precision of HARPS (High Accuracy Radial velocity Planetary Search project) has already allowed for the identification of some 20 candidates (unpublished as of yet) in the range of 4–10 $M_\oplus$ at short periods (0.05–0.5 AU). There is no doubt that both HARPS then ESPRESSO (successor of HARPS at the VLT) will push these numbers of detection further in the appropriate range for SPICES. Howard et al. [21] found that 6.5% of solar-type stars have close-in planets of 10–30 $M_\oplus$ which means a few units of Super Earths observable with SPICES. Overall, if the rate of discovery follows the current trend, we can reasonably predict that on the order of 100 RV long-period (>1 AU) planets will be observable with SPICES including 5–10 Super Earths.

Furthermore, it is clearly demonstrated that the planetary systems discovered with RV are usually packed, which means that longer periods have higher probability when close-in planets already exist [27]. This potentially extends the target sample of SPICES to hundreds of objects for a survey-like approach. It is a very strong argument in favor of a direct imaging mission.

[2]as of December 2010

2.5.2 Planets from astrometry

So far, very few planets are confirmed and none have been discovered by astrometry, but it is anticipated that the next European astrometric mission GAIA (Global Astrometric Interferometer for Astrophysics) will open up a new discovery space (unbiased spectral types, all sky, volume limited) towards long periods, perfectly suited for SPICES. GAIA (launch in 2012) should provide targets timely for SPICES and more importantly accurate masses. Given some assumptions detailed in [14] about planet probability, GAIA can observe hundreds of stars in the 0–20 pc distance bin ($6 < V < 13$) and should detect a dozen giants (more massive than Saturn) with 0.5–4.5 AU semi-major axis, therefore suitable to SPICES.

2.5.3 Planets from direct imaging

Direct imaging has now started to detect several long-period planets around relatively young stars [22, 25, 29] and even planet in formation [24]. About 12 such objects are known as of today and the future instruments will yield tens of new young objects around a large variety of spectral types (A to M) for nearby stars (<50–100 pc). It is anticipated that early type stars will provide more detections while they may form more massive planets. For now, most of these planet candidates are orbiting relatively far (β Pic b being the closest at 8 AU) but could be warm enough to be bright at visible wavelengths. The sensitivity of SPHERE, GPI, and JWST will be sufficient to detect planets at typically >5 AUs, which will make good targets for SPICES (although certainly fainter than those found by RV in reflected light). SPHERE also has the capability to detect Jupiter-like planets at 0.5–1 AU for very bright nearby stars in the visible (α Cen is a good candidate for instance). We can estimate that after five years of operations (so before 2020), possibly tens of planets detected by 8-m class telescopes will be accessible to SPICES, improving the level of characterization.

2.5.4 Planets from transit

The space mission PLATO (PLAnetary Transits and Oscillations of stars) proposed to Cosmic Vision in 2007 could observe a few bright and nearby stars: 90 targets with $V < 6$ and 1,350 targets with $V < 8$, according to [15]. Assuming a 1% transiting probability this translates into about 1 and 10 potential targets in these two magnitude bins. Although marginal, PLATO may add a few units to the target sample of SPICES especially in the Super Earth mass regime. More importantly, these planets will have their mass, radius, and then density measured, so that SPICES can directly derive albedos. Similar to RV, the presence of planets in close-in orbits is a good criterion for searches at longer periods. In addition, for these planets, SPICES can make combined light spectroscopy observations during transits.

Table 2 Evaluation of mission duration

	Characterization	Disks	Survey
Number of targets	100	100	100
Number of targets to revisit	20	20	0
Number of visits	5	3	1
Individual integration time (hours)	100	30	50
Total integration time (years)	2.0	0.50	0.6
Total including overhead, calib/pointing (years)	2.8	0.65	0.8

2.5.5 Disks

There are already several tens of known protoplanetary and debris disks observed by direct imaging with HST and from the ground that are mostly around massive stars. SPITZER also provided many targets with IR excesses around lower mass stars, not yet resolved, which SPICES will be able to reveal better than HST.

2.5.6 Mission duration

According to the previous subsections about 80 to 100 targets would constitute the core sample of SPICES for deep spectro-polarimetric characterization. Similarly, about 100 known protoplanetary and debris disks are observable with SPICES. Then, an additional program, a survey of the closest and brightest stars can be accomplished (there are 120 stars of $V < 5$ within 20 pc). Performances and signal to noise ratios are analyzed in Section 5, and although the exposure is a strong function of stellar and planetary parameters (Sp, distance, separation), we here assume a generic and conservative value of 100 h. Table 2 gives a crude and first estimate of a design reference mission to carry out in a five-year mission.

3 Instrumental concept

3.1 Orbit requirements

For the purpose of thermal stability (high dimensional stability is required for the telescope and instrument optics), target accessibility (avoidance of occultation of the sky by the Earth), and high data rate for the full mission, SPICES will be on an orbit around the Sun-Earth L2 Lagrangian point. There are several potential L2-orbit families (halo, Lissajous, ...). The pointing strategy is analogous to that used on the Herschel mission. It has two degrees of freedom: some 30° of tilt around the plane normal to the Earth-Sun direction and a rotation around the Sun direction. As a matter of fact, the conjunction of Earths orbital movement and pointing strategy allows any target to be accessible at least twice a year, and visibility duration for a target varies with its declination. To reach L2, the proposed launcher is a Soyuz–Fregat launched

from Kourou. The spacecraft, with an estimated launch mass around 1.5 tons, will fit in the fairing.

3.2 General overview of the payload

The payload concept is designed to fulfill the science requirements given in Section 2. The general problem to directly image extrasolar planets near bright stars is well known and emblematic techniques like coronagraphy and wavefront control have been developed over the last 15 years to enable high-contrast. Although potential solutions are numerous, we propose a single conceptual design for the payload. The design of SPICES results from a trade-off between science requirements (level of characterization) and performances (stability, contrast, ...).

SPICES is an off-axis 1.5 m telescope consisting of a coronagraphic system combined with wavefront correction and feeding an integral spectro-polarimeter to cover the 450–900 nm band. The optical quality of the telescope is not drastic (typically 10 nm rms at mid frequencies on the primary). The wavefront control is achieved with the Electric Field Conjugation [20], a specific algorithm to measure the aberrations, and a deformable mirror (DM) to correct the wavefront, providing a quality/stability on the order of tens of

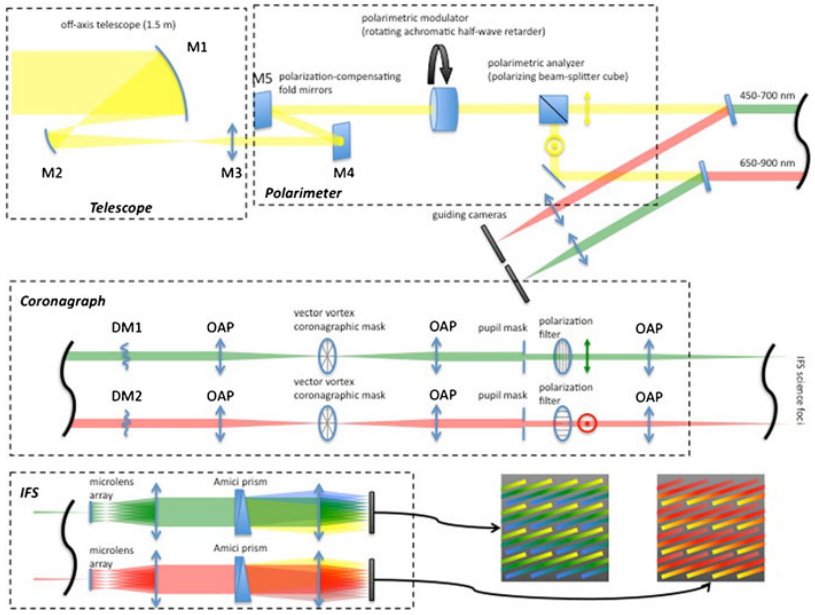

Fig. 8 Conceptual design of the SPICES payload showing the main blocks: telescope, polarimeter, coronagraph and IFS. Only the main optics are shown here for sake of clarity (see Sections 3.2 and 3.3 for a description)

picometers. Our goal is to implement a more promising technique, the Self Coherent Camera [18], which for now has a lower Technology Readiness Level (TRL) but will allow a better discrimination of planets and speckles [5]. We chose the Vector Vortex Coronagraph (VVC) [32], a derivation of the phase mask concept which can be made potentially achromatic on a ∼50% bandwidth. The backend instrument is a micro-lenses based integral field spectrograph (IFS) [1] similar to those developed now on the ground for SPHERE and GPI. Polarimetry is intimately implemented in the design by using a rotating half-wave retarder as a modulator and a polarizing beam-splitter cube as an analyzer.

Figure 8 illustrates the conceptual design of the instrument. A polarimetric beam splitter splits the beam into two channels. One polarization is assigned to one channel (for instance vertical polarization at the top, horizontal polarization at the bottom, as in Fig. 8). A modulator is used upstream (between the telescope and the beam splitter) to select the linear polarization direction on the sky that is analyzed by the polarizer in each channel: ±Q (horizontal and vertical linear polarization) and ±U (linear polarization at ±45°). This furnishes a complete measurement of linear polarization of the incoming light (Fig. 9).

In addition, each channel is specialized for a spectral bandwidth, 450–700 nm and 650–900 nm (with an overlap of 50 nm for calibration purposes). The

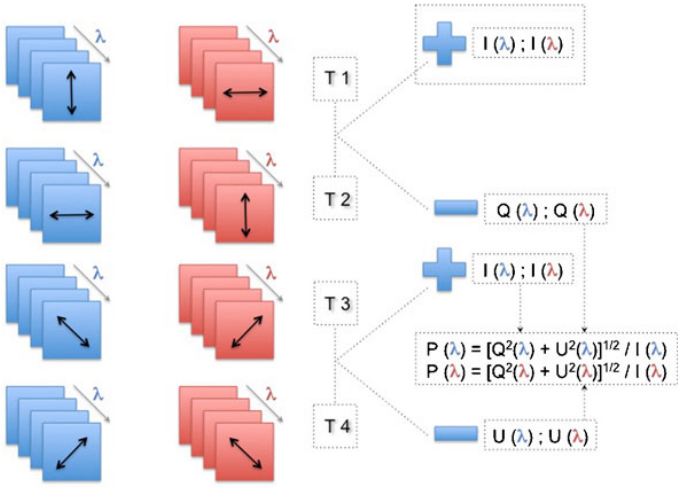

Fig. 9 Illustration of the SPICES measurement concept. Data cubes (x,y,λ) are reconstructed for the *blue* and *red* IFS channels. Four sequences are obtained at different time T1, T2, T3, T4. At a given time the polarization directions are orthogonal between the *blue* and the *red* channel. The direct sum of T1 and T2 data gives the intensity spectrum while two more sets of data (with 45° and 135° orientations) are needed to build Stokes U and Q vectors and hence the degree of polarization

two-channel concept allows flexibility to optimize the wavefront measurement and correction, the coronagraph achromaticity, the IFS design, and then the whole chromaticity of the instrument. This solution also reduces the number of mechanisms from two to three (the modulator at the entrance of the instrument and the tip/tilt mounts) and gives redundancies to avoid single point failure for critical elements like DMs. The conceptual design also shows that half of the light is sent to the two science channels and the other half is not wasted but used for internal guiding (see Section 4).

With this concept, a typical observing sequence on an exoplanetary system will require four observations to collect all the spectral and polarimetric information (Fig. 9). The whole optical design, telescope + instrument, needs to be specified with a good optical quality. Even if active correction is implemented with deformable mirrors, the total wavefront error budget must be low, a few tens of nanometers (goal: 20 nm rms). Similarly, the performance of SPICES is contingent on the ability to accurately measure the aberrations. Spectral decorrelation due to out-of-pupil optics must then be controlled. This aspect is an important requirement in the optimization of the optical design. The high level specifications of the instrument are given in Table 3.

3.3 Optical layout

SPICES includes an unobstructed afocal telescope and a coronagraphic device feeding an integral spectro-polarimeter. The three mirrors of the 1.5 m afocal telescope (2 Off Axis Parabola + 1 pure elliptical concave mirror) provide a 64 mm collimated beam to match the DM size (Section 3.5). The off-axis primary mirror (PM) of SPICES can be directly inherited from the GAIA mirrors, which have very similar specifications and achieve a Wave Front Error

Table 3 Overall requirements for the payload

Parameters	Values
Telescope diameter (D)	1.5 m
Bandwidths	450–900 nm (goal: 400–950 nm)
Equivalent spatial resolution	62–120 mas (goal: 55–127 mas)
Blue channel/red channel	450–700 nm/650–900 nm
Observable Stokes parameters	I, Q, U
Contrast at 2 lambda/D	a few 10^{-9}
Contrast at 4 lambda/D	a few 10^{-10}
Deformable mirror, nb. of elements	64 × 64 actuators
FOV corrected blue/red channel	6”/8”
FOV imaged blue/red channel	9”/12”
WFE static	20 nm rms
WFE DM	10 pm rms
Final pointing accuracy	0.5 mas (goal 0.1 mas)
Polarimetric sensitivity	10^{-3}

(WFE) of 7–8 nm rms (on the surface). GAIA is also a cold telescope (200 K) with a high degree of stability (at a level of 15 pm), similar to what is envisaged for SPICES. Then two fold mirrors (M4 + M5) are used to balance the polarization induced by the telescope before entering the polarimetric modulator and the polarizing beam-splitter cube. The beam is then separated into two channels dedicated to the 450–700 nm and 650–900 nm bands. On each arm, a DM (including the tip-tilt function in its mounting) is located in the close pupil image plane, then a first stage provides an image plane for the Vortex (F/60) with a WFE (RMS) = $\lambda/100$ on the edge and $\lambda/2500$ on center (at 450 nm). A following second stage provides a 10 mm pupil image for the coronagraphic diaphragm, a broadband filter and a polarization filter, and finally a third camera stage provides a telecentric image plane (F/290) to feed the IFS with a WFE (RMS) = $\lambda/150$ (at 450 nm). Based on OAP and fold mirrors, the whole optical design is very flexible for further optimization with respect to chromaticity (Fresnel propagation) and the mechanical implementation of the DM, the vortex, the SCC option or the exact IFS locations. Figure 10 shows the proposed optical layout.

3.4 Coronagraph

Coronagraphy is essential in the SPICES design to get rid of the stellar photon which in turn attenuates the impact of the photon noise. The main science requirements of SPICES translate into high contrast ($10^8 - 10^9$) and small Inner Working Angle (IWA, $< 2\lambda/D$). Phase masks gather such advantages [34] and have been intensively studied and implemented in the lab [6, 9, 30] and on the sky [10, 31] in different forms. The Vortex Coronagraph (OVC, VVC)

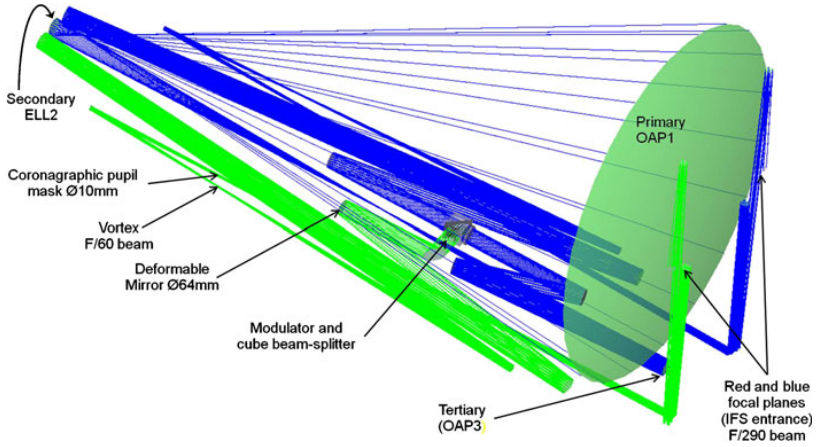

Fig. 10 General optical layout showing the implementation of the main components. Most optics are located below the M1–M2 segment while the IFSs are at the *back* of the PM

is an evolution of this concept [32], which in addition improves the discovery space. The advantages of an optical vortex coronagraph are that it can provide imaging very close to the star (< 2λ/D) and high throughput (>90%). The first generation of optical charge 4 VVC (TRL 6) has demonstrated 10^{-7} contrast levels over 10% bandwidth using wavefront correction [32] and is now pushing towards higher contrasts and larger bandwidths. The vectorial nature of the VVC and its intrinsic polarization modification property allows the complete decoupling of the chromatic leakage from the main vortex term and any transmitted off-axis features (companion and/or disks). Very recently, a vector vortex mask made of photonic crystal has been developed and achieves contrast levels of 5.10^{-6} and 1.10^{-6} at 5 λ/D for wavelengths of 532 and 633 nm, respectively (Murakami et al., in preparation). The demonstration of an achromatic VVC, which meets the requirement of SPICES is now at TRL 3.

3.5 Wavefront sensing and correction

Several techniques exist to estimate phase and amplitude aberrations of the wavefront. The Electric Field Conjugation (EFC, baseline) uses temporal modulation whereas the Self-Coherent Camera (SCC, goal) uses spatial modulation.

EFC [20] is a wavefront control technique that is particularly well-suited for high contrast coronagraphy in space. This is because it uses the science camera to sense aberrations, so that there are no non-common path errors; it directly removes stellar speckle noise in the region of interest regardless of where that speckle noise came from; and it uses the DM that is already in the system to provide the diversity needed for estimation of aberrations in the focal plane. EFC has been successfully demonstrated on many testbeds and with many coronagraphs, as well as in monochromatic and broadband light. For example, record-breaking contrasts have been achieved by some members of this proposal at the NASA JPL High Contrast Imaging Testbed [43] as well as the NASA Ames Coronagraph Testbed [7].

As for the SCC, the easier way to implement it at almost no cost for the optical design is to add a small hole (reference beam) in the Lyot stop plane of the coronagraph. The last coronagraph optics make the classical coronagraphic beam and the reference beam interfere in a Fizeau scheme on the detector. The speckles of the coronagraph beam are spatially modulated by fringes. As the beams from the star and the companion are not coherent, only the speckles are modulated (the companion image is not). The SCC is intrinsically chromatic and in SPICES this issue is solved with the use of the IFS (same for the EFC). Currently, the SCC is being implemented in a high contrast testbench and the first measurements of phase and correction are being obtained (TRL 3). Although the maturity is low compared to the EFC, it has the advantage to avoid temporal modulation and to provide additional criteria to get rid of the speckles further than EFC. More details and performance are given in [18, 19].

Together with the wavefront sensing methods described above, SPICES uses a deformable mirror (DM) for wavefront control. The DM manipulates both the amplitude and phase of the wavefront simultaneously to create the high-contrast coronagraph dark field. Wavefront control at the 10^{-9} level has been demonstrated in JPL laboratory experiments for the past five years [45]. SPICES baselines proven deformable mirror technology manufactured by Northop Grumman Xinetics. Specifically, the DM is comprised of a fused silica mirror facesheet driven by an array of electroceramic actuators. Protoflight qualification of a flight-configured 48 × 48 DM is now in progress at JPL, validating the technology. With years of performance in a space-simulating environment, and following successful preliminary vibration tests at JPL, the DM technology is currently at TRL5+ with expectations of reaching TRL6 in environmental tests soon.

3.6 Polarimetry

The polarimetric capability of SPICES is essential to fulfill its science requirements and therefore constitutes an integral part of its design. Any modern astronomical polarimeter consists of a modulator and an analyzer.

To measure the observables for SPICES, a modulator is positioned in the beam upstream from the analyzer after the first five mirrors, in a collimated beam. It can either be a double Fresnel rhomb or a so-called "superachromatic" half-wave plate constructed from three stacks of quartz and MgF_2 that serves the full wavelength range of 450–900 nm. Essentially, such a modulator rotates a direction of polarization on the sky to the one direction that the analyzer filters. With a stepwise rotation of 22.5° increments, the intensities that the polarimeter measures are (I + Q)/2, (I + U)/2, (I − Q)/2, and (I − U)/2. Thus, the complete information on linear polarization is obtained with a single optical/detector train.

The baseline concept of SPICES presented in Fig. 8 uses a polarizing beam-splitter as a polarimetric analyzer. For the baseline configuration we selected a cube beam-splitter, because of its achromatic splitting angle. This implementation is a single-beam system, as the different intensity measurements are obtained sequentially. This drives the requirement on the typical time-scales of pointing and thermal variations to be much larger than the modulation cycle time. Although dual-beams are required on ground-based instruments,

Table 4 IFS main parameters for the two channels assuming 4 × 4 k detectors

	Blue channel	Red channel
Wavelength range (nm)	450–700	650–900
FOV (arcsec)	9.24	13.3
Resolution	42	55
IFU pitch (μm)	70	70
N lenslets (side)	299	298
F/number at the entrance	289.5	200.4
Spectra length (pix.)	36.52	35.48
Approx. IFS size (mm)	830	830

Table 5 Characteristics of science detectors

Parameter	Value	Comments
Dimension	4,000 × 4,000	
Pixel pitch	15 μm	
Quantification	12 bits	Goal 16 bits
Full well capacity	300 ke-	
Readout frequency	<0.1 Hz	19 Mbits/s for full frame at 0.1 Hz
Readout mode	Full frame	
Readout noise	<5 e-	Goal 1e-
Dark current	<5 e-/h	Need a detector temperature <170 K
Flatness	<20 μm	

the sensitivity of the single-beam systems in SPICES will likely be better than 10^{-3}, which is more than enough for most targets.

Polarizing beam-splitters and rotating polarization modulators are currently employed in various solar observing satellites that have polarimetric functionality.

3.7 Integral field spectrograph

The proposed Integral Field Spectrograph (IFS) is based on the lenslet BIGRE concept [1] in manufacturing for SPHERE [17]. Each lenslet of an array samples a portion of the field of view and provides a virtual slit at the input of a dispersing spectrograph, made up of the usual components (collimator, dispersing element, and camera). The dispersing elements are direct vision

Table 6 Summary of TRLs for the main components as of year 2010

	TRL	Rational
Telescope		
– Primary mirror	7	Process qualified on similar space missions (GAIA)
– Secondary mirror	7	Process qualified on similar space missions (GAIA)
– Baffles	7	Process qualified on similar space missions (GAIA)
– Structure	7	Process qualified on similar space missions (GAIA)
Science payload		
– Rotating polarization modulator	9	Hinode Solar Optical Telescope
– Polarizer cube beam splitter	9	Hinode Solar Optical Telescope
– Filters	5	Process qualified on similar space missions (MIRI/JWST)
– Deformable mirrors	5	Space qualifications at JPL
– Coronagraph	3	Process verified in lab environment
– IFS	5	Concept used on ground environment (SPHERE)
– Relay optics	5	Process qualified on similar space missions
– WF sensing	5	Baseline concept qualified at JPL
– Detectors	6	E2V CCD 231 – 84 back illuminated
– Mechanical structures	5	Process qualified on similar space environment
Main electronics		
– Electronic boards	6	Qualified on previous space environment (MIRI/JWST)
– Compressor process	9	Space qualified
– Space wire links	9	Space qualified

Amici prisms, providing quite constant low dispersion across the selected wavelength ranges. The adopted scheme ensures that cross-talk due to both diffraction (the incoherent cross talk) and interference effects (the coherent cross talk) are well below 10^{-2}. The main specifications listed in Table 4 were derived from the main equation governing this design.

3.8 Science detectors

Two large 4 × 4 k CCDs are implemented in the IFS for scientific observations. The selected elements are E2V detectors CCD 231-84 back illuminated with high TRL requiring thermal regulation. Table 5 shows their characteristics.

3.9 TRL summary

Table 6 draws a summary of the TRLs relevant to the SPICES mission.

4 Pointing issues

The pointing requirement is an important aspect of the SPICES concept. At the instrument level, the alignment of the star onto the coronagraph must be very good to avoid stellar leakage and achieve the largest contrast. From simulations, we obtained a requirement of 0.1 mas at the level of the coronagraph over a timescale that is representative of the instrument stability. Although observing time can be several days, the wavefront correction will be certainly re-actualized at a higher frequency, typically between a few hours and a day (a correct estimation will depend on the final architecture). In addition, a telescope pointing of typically 2–10 mas is required to avoid beam walk on the primary and secondary, which would otherwise cause an unacceptable decorrelation of the wavefront over time. The demanding accuracy necessitates a specific strategy. We propose a three-stage procedure (see Table 7 for summary).

First, a coarse pointing is achieved by the spacecraft service module, within an accuracy of a few arcseconds. This performance is achieved on European satellites like GAIA or HERSCHEL. Attitude measurement is performed by gyro-stellar hybridization, and a cold gas μ-propulsion system is used as an actuator to reduce vibration unlike reaction wheels.

As on GAIA, the second stage makes use of the payload itself as an attitude sensor. Pointing accuracy as required can be achieved with respect to the target star direction: some mas pointing, and some mas/s pointing stability. The star

Table 7 Summary of pointing requirements for SPICES

	Spacecraft	Telescope	Coronagraph
1st stage	>10 arcsec		
2nd stage	10–100 mas	2–10 mas	
3rd stage			0.1 mas

measurement by the payload is obtained directly on the target star therefore limiting the differential effects. Two potential systems are considered: either the use of light reflected by the filters as shown in the conceptual design (Fig. 8) or the use of the starlight rejected by the coronagraph at the Lyot stop. Although the first solution has the advantage of saving all the light unused by the science channels, the second concept has been simulated numerically at a level of 0.05 mas. One part of the error signal generated by the tip tilt sensor is off-loaded to the spacecraft attitude control system (ACS) and the telescope to allow a pointing precision of typically 10 mas. For comparison, JWST performs small angle maneuver of <2" with a 10–20 mas accuracy [33]. An optimized strategy with a monolithic telescope is certainly able to achieve a better precision. However, a dedicated system might be needed to reach 1 mas if needed.

The second part of the error signal on the pointing detector is sent to an internal tip tilt corrector and provides the third stage of pointing. The usual way to correct for small tip tilt variations is to make use of a Fine Steering Mirror. A preferable solution for SPICES is to use a tip/tilt mount like on ground-based telescope, so that tip/tilt and higher order corrections are obtained by the same element in the same optical plane (DM is on a tip/tilt mount). The ACCESS proposal [44] demonstrates the ability of the telescope ACS to achieve the pointing specifications (1 mas for the telescope and 0.1 mas at the coronagraph). We refer to this public document for details.

5 Performance assessment

The performance results presented in the ESA proposal were preliminary but a more detailed study will be published soon. Here, we illustrate the expected performance of SPICES in terms of characterization for only two cases of planets, a giant and a super-Earth. A numerical model of the instrument was built to assess the performance of SPICES. We did not simulate the actual layout presented in Fig. 10 but only the main functionalities shown in Fig. 8. We assume some realistic level of static WFE (20 nm rms), a 64×64 DM, a Vector Vortex Coronagraph (achromatic), and the use of a self-coherent camera (SCC). The simulation iterates on the wavelength (40 channels with the resolution ranging from 35 to 80) to produce xyλ data cubes as the final product of the instrument (we did not account for polarimetry at this stage). We consider that the SCC provides a perfect estimation of the phase. The SCC measures the wavefront in the focal plane, drives the DM, and finally improves the image quality by post-processing. A random phase error of 0.5 nm rms is added at each spectral channel to account for chromaticity. The sampling is three pixels at the shortest wavelength. We also assume imperfection of flat field (1%) and read-out-noise of 1e-/pix with a full-well capacity of 300 ke-.

Figure 11 shows the contrast curves without noises obtained with a setup combining a DM and a coronagraph (blue curves) and the same setup plus a SCC postprocessing (red curves) that improves the speckle rejection by one

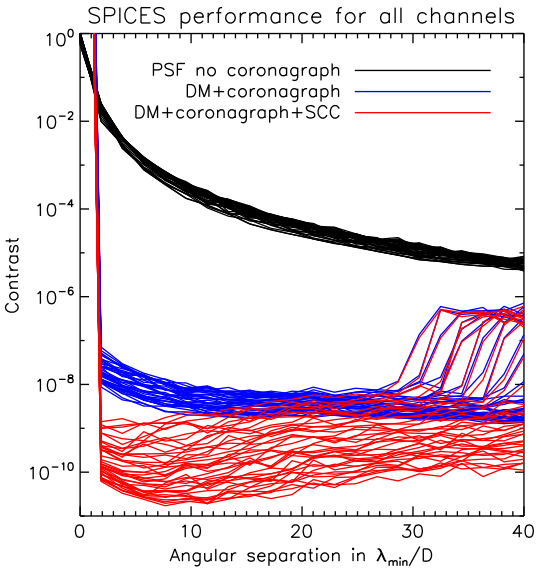

Fig. 11 Simulated 1-sigma contrast curves of SPICES for each spectral channel between 450 and 900 nm

order of magnitude in some spectral channels. We satisfy the requirement of a few 10^{-9} contrast at 2 λ/D. To illustrate the performance we consider two model spectra of planets. We assume a G2V type for the host star and a global throughput of 16%. We account for the photon noise, RON and flat field noise. The exposure time is determined so that the median SNR on the spectrum is 10. The left panel in Fig. 12 compares the measured spectrum (red curve) to the

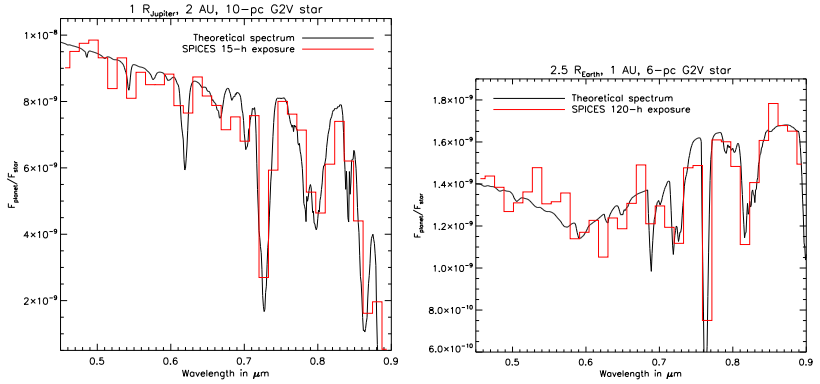

Fig. 12 Contrast spectra of a Jupiter-like planet (*left*) and a Super-Earth (*right*) measured by SPICES and compared to the theoretical ones. The main molecular lines are detectable at: 0.62, 0.74, 0.79, and 0.86 μm (CH_4) for the giant planet and 0.6 (O_3), 0.72 (H_2O), 0.76 (O_2), and 0.82 (H_2O) μm for the telluric one

Table 8 Signal to noise ratio corresponding to spectra in Fig. 12

Jupiter at 2 AU		Super Earth at 1 AU	
Feature	SNR	Feature	SNR
Continuum	14.3 (mean)	Continuum	12.2 (mean)
CH_4 band @ 0.62 μm	14.4	O_3 line @ 0.6 μm	10.6
CH_4 band @ 0.74 μm	6.1	H_2O line @ 0.72 μm	7.6
CH_4 band @ 0.79 μm	11.7	O_2 line @ 0.76 μm	8.0
CH_4 band @ 0.86 μm	2.3	H_2O line @ 0.82 μm	7.4

theoretical one (black curve) for a Jupiter (1 R_J) at 2 AU at 10 pc (models from [38]). The spectrum mainly shows methane features that are well recovered in 15 h (Table 8). The right panel stands for a super-Earth (2.5 $R_\oplus$) at 1 AU at 6 pc [37]. The absorption lines are due to water, dioxygen, and ozone. Here again the main features are recovered but for a longer exposure time of 110 h.

In the high contrast regime delivered by SPICES, the detection is essentially photon noise limited. Therefore, we use the previous results to scale exposure times according to distance and spectral type of the star. The exposure time for a given SNR and flux is proportional to the square of the distance. For a given SNR and star distance, it is inversely proportional to the flux. Figure 13 presents the results of this study for the Jupiter planet (left) and the super-Earth (right). For example, a Jupiter planet at 4 AU is resolved by SPICES at 20 pc and requires an exposure time 4 times greater than the one at 2 AU. If it orbits a F0V star, the required exposure time is 60 h. These analytical relations are now being tested by simulations and will be presented in a forthcoming paper. This preliminary analysis tells us that SPICES will be most efficient for

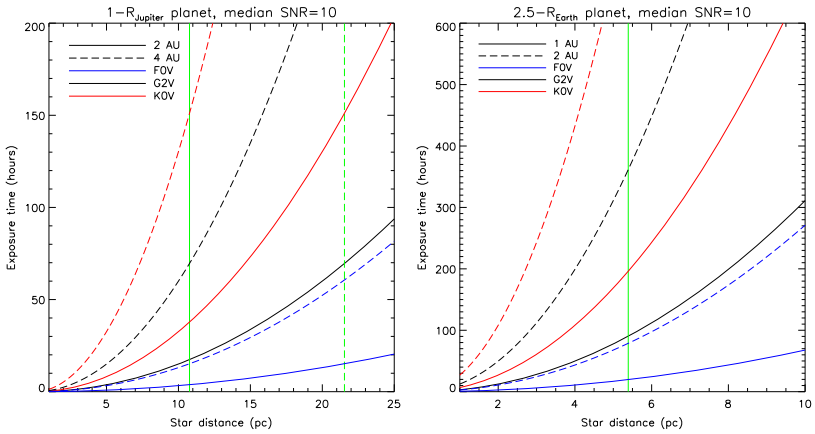

Fig. 13 Evolution of the exposure time, for a median SNR, of 10 as a function of the star distance and spectral type for a Jupiter-like planet at 2 and 4 AU (*left*) and a Super-Earth at 1 and 2 AU (*right*). The *vertical green lines* indicate the maximum star distance where the planet is resolved by SPICES (given that IWA $= 2\lambda/D$) maneuvers

giant planets in the 1–4 AU range, and that tens of hours are necessary to achieve good SNR.

6 Operations concept

SPICES is a pointing mission operated by way of autonomous execution and work plan periodically up-loaded from the ground. A large majority of targets, those in the core program, will be selected before the launch. The mission will consist of a series of long observations where the telescope will stare at the same target for typically a few days. As explained above, a full observation on a target requires four different setups of the instrument where the polarization states are flipped by means of a modulator. Before an observation starts, the instrument will have to measure the phase aberrations to drive the DM in an iterative way. Since the instrumental environment is likely to change over time, this measurement will be repeated several times in a sequence. Once the phase is measured, the correction is applied to the DM, which is maintained in this position for some hours (the exact frequency will depend on the overall stability). Minimum individual exposures will be determined by the detector readout time (about 10 s) and maximum exposures by the cosmic rays (a few hundred seconds). Only averaged sequences of 30 min will be transferred to the Earth. After the full sequence is completed, the telescope will slew to the next target and the data will transfer during the re-pointing.

7 Spacecraft concept

The spacecraft is three-axes stabilized and controlled using a coarse stage for large maneuvers and a fine stage for observation. The fine stage shall be able to point the spacecraft to the target and to stabilize the line of sight below 10 mas PtV, with information provided by the payload itself.

The telescope core structure is constituted by a nearly SiC L-shape frame which provides easy fixation interfaces to the primary and secondary mirrors, the focal planes and optical items of the polarimeters and coronagraphs. In this way, the complete optical path is then fixed to this main structural frame (Fig. 14).

Apart from the deformable mirrors, which require a room temperature (10–25°C) working point, the unique specific thermal requirement for the rest of the payload is the stability needed during acquisition. Telescope European manufacturing techniques based on SiC can preserve optical surface qualities at low temperature. Assuming that the thermal flux in L2 is not sufficient to easily ensure a global warming of the payload, the thermal concept is based on a 200 K passive cooling, ensuring a high stability due to the very high thermal inertia and a passive equilibrium with the environment. The space telescope GAIA, having very similar requirements to SPICES, is based on the same concept and is passively stabilized at a few mK. A dedicated warming system will be used for the deformable mirrors. Each mirror will be thermally isolated

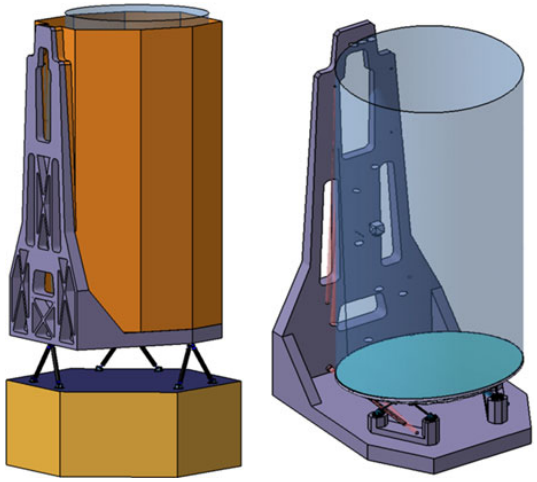

Fig. 14 Opto-mechanical views of the telescope with the payload showing the L shape base plate on which the optical elements are fixed. The dimension of the telescope is 3,350 × 1,850 × 1,540 mm

from the rest of the payload in order to avoid thermal leaks. We consider the possibility of encapsulating the DMs in a chamber with a BK7 window in order to prevent radiative heating from the DM to the rest of the payload and allow stabilization at the mK.

8 Conclusion

The SPICES concept presented here is an evolution of the former SEE COAST proposal to Cosmic Vision 2007 [36] in which several aspects of the mission have been significantly improved: availability of targets, conceptual design of the instrument, preliminary optical design, evaluation of risks, identification of subsystems with high TRL and technological development plans.

SPICES was not selected by ESA in 2010 but several technological developments related to the mission are being pursued in our institutes, especially concerning coronagraphy and wavefront correction. Some efforts are still needed to demonstrate (at the TRL 5 level) the ability to reach $\sim 10^{-9}$ contrast over large bandwidths ($\sim$50%) with the VVC, as well as the fine measurement and correction of the aberrations with the SCC.

The landscape of exoplanet science for the next decade strongly requires the availability of a mission like SPICES to study the atmosphere of long-period planets (that we expect to be comparable to those of giants in the Solar System) in order to complement other direct detection programs, especially the spectroscopy of close-in transiting planets and direct imaging of warm giant planets.

Acknowledgements We would like to thanks H. Boithias, E. Sein at ASTRIUM France for their technical support and A. Laurens, O. Lamarle at CNES for both financial and technical support during this ESA Cosmic Vision proposal study. We are also grateful to the referee for relevant comments which helped to improve this paper.

References

1. Antichi, J., Dohlen, K., Gratton, R.G., Mesa, D., Claudi, R.U., Giro, E., Boccaletti, A., Mouillet, D., Puget, P., Beuzit, J.: BIGRE: a low cross-talk integral field unit tailored for extrasolar planets imaging spectroscopy. Astrophys. J. **695**, 1042–1057 (2009)
2. Arnold, L., Schneider, J.: The detectability of extrasolar planet surroundings. I. Reflected-light photometry of unresolved rings. Astron. Astrophys. **420**, 1153–1162 (2004)
3. Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T.S., Allard, F., Hauschildt, P.H.: Evolutionary models for cool brown dwarfs and extrasolar giant planets. The case of HD 209458. Astron. Astrophys. **402**, 701–712 (2003)
4. Barman, T.S., Macintosh, B., Konopacky, Q.M., Marois, C.: Clouds and chemistry in the atmosphere of extrasolar planet HR8799b. Astrophys. J. **733**, 65–83 (2011)
5. Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., Rouan, D.: The self-coherent camera: a new tool for planet detection. In: Aime, C., Vakili, F. (eds.) IAU Colloq. 200: Direct Imaging of Exoplanets: Science & Techniques, pp. 553–558 (2006)
6. Baudoz, P., Boccaletti, A., Rouan, D.: Multiple-stage four quadrant phase mask coronagraph. In: In the Spirit of Bernard Lyot: the Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century (2007)
7. Belikov, R., Pluzhnik, E., Connelley, M.S., Witteborn, F.C., Greene, T.P., Lynch, D.H., Zell, P.T., Guyon, O.: Laboratory demonstration of high-contrast imaging at 2 λ/D on a temperature-stabilized testbed in air. In: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7731 (2010)
8. Beuzit, J., Feldt, M., Dohlen, K., Mouillet, D., Puget, P., Wildi, F., Abe, L., Antichi, J., Baruffolo, A., Baudoz, P., Boccaletti, A., Carbillet, M., Charton, J., Claudi, R., Downing, M., Fabron, C., Feautrier, P., Fedrigo, E., Fusco, T., Gach, J., Gratton, R., Henning, T., Hubin, N., Joos, F., Kasper, M., Langlois, M., Lenzen, R., Moutou, C., Pavlov, A., Petit, C., Pragt, J., Rabou, P., Rigal, F., Roelfsema, R., Rousset, G., Saisse, M., Schmid, H., Stadler, E., Thalmann, C., Turatto, M., Udry, S., Vakili, F., Waters, R.: SPHERE: a planet finder instrument for the VLT. In: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7014 (2008)
9. Boccaletti, A., Abe, L., Baudrand, J., Daban, J., Douet, R., Guerri, G., Robbe-Dubois, S., Bendjoya, P., Dohlen, K., Mawet, D.: Prototyping coronagraphs for exoplanet characterization with SPHERE. In: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7015 (2008)
10. Boccaletti, A., Riaud, P., Baudoz, P., Baudrand, J., Rouan, D., Gratadour, D., Lacombe, F., Lagrange, A.: The four-quadrant phase mask coronagraph. IV. First light at the very large telescope. Publ. Astron. Soc. Pac. **116**, 1061–1071 (2004)
11. Bowler, B.P., Liu, M.C., Dupuy, T.J., Cushing, M.C.: Near-infrared spectroscopy of the extrasolar planet hr 8799 b. Astrophys. J. **723**, 850–868 (2010)
12. Buenzli, E., Thalmann, C., Vigan, A., Boccaletti, A., Chauvin, G., Augereau, J.C., Meyer, M.R., Ménard, F., Desidera, S., Messina, S., Henning, T., Carson, J., Montagnier, G., Beuzit, J.L., Bonavita, M., Eggenberger, A., Lagrange, A.M., Mesa, D., Mouillet, D., Quanz, S.P.: Dissecting the moth: discovery of an off-centered ring in the HD 61005 debris disk with high-resolution imaging. Astron. Astrophys. **524**, L1–5 (2010)
13. Cahoy, K.L., Marley, M.S., Fortney, J.J.: Exoplanet albedo spectra and colors as a function of planet phase, separation, and metallicity. Astrophys. J. **724**, 189–214 (2010)
14. Casertano, S., Lattanzi, M.G., Sozzetti, A., Spagna, A., Jancart, S., Morbidelli, R., Pannunzio, R., Pourbaix, D., Queloz, D.: Double-blind test program for astrometric planet detection with Gaia. Astron. Astrophys. **482**, 699–729 (2008)

15. Catala, C., Appourchaux, T., Plato Mission Consortium: PLATO: PLAnetary transits and oscillations of stars. J. Phys. Conf. Ser. **271**(012084), 1–7 (2011)
16. Chauvin, G., Lagrange, A., Dumas, C., Zuckerman, B., Mouillet, D., Song, I., Beuzit, J., Lowrance, P.: A giant planet candidate near a young brown dwarf. Direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing. Astron. Astrophys. **425**, L29–L32 (2004)
17. Claudi, R.U., Turatto, M., Giro, E., Mesa, D., Anselmi, U., Bruno, P., Cascone, E., de Caprio, V., Desidera, S., Dorn, R., Fantinel, D., Finger, G., Gratton, R.G., Lessio, L., Lizon, J.L., Salasnic, B., Scuderi, S., Dohlen, K., Beuzit, J.L., Puget, P., Antichi, J., Hubin, N., Kasper, M.: SPHERE IFS: the spectro differential imager of the VLT for exoplanets search. In: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7735 (2010)
18. Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G.: Wavefront error correction and Earth-like planet detection by a self-coherent camera in space. Astron. Astrophys. **488**, L9–L12 (2008)
19. Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., Totems, J., Mas, M.: Self-coherent camera as a focal plane wavefront sensor: simulations. Astron. Astrophys. **509**, 31–45 (2010)
20. Give'on, A., Kern, B., Shaklan, S., Moody, D.C., Pueyo, L.: Broadband wavefront correction algorithm for high-contrast imaging systems. In: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 6691 (2007)
21. Howard, A.W., Marcy, G.W., Johnson, J.A., Fischer, D.A., Wright, J.T., Isaacson, H., Valenti, J.A., Anderson, J., Lin, D.N.C., Ida, S.: The occurrence and mass distribution of close-in super-earths, Neptunes, and Jupiters. Science **330**, 653–655 (2010)
22. Kalas, P., Graham, J.R., Chiang, E., Fitzgerald, M.P., Clampin, M., Kite, E.S., Stapelfeldt, K., Marois, C., Krist, J.: Optical images of an exosolar planet 25 light-years from earth. Science **322**, 1345–1348 (2008)
23. Karkoschka, E.: Spectrophotometry of the Jovian planets and Titan at 300- to 1,000-nm wavelength: the methane spectrum. Icarus **111**, 174–192 (1994)
24. Kraus, A.L., Ireland, M.J.: LkCa 15: A Young Exoplanet Caught at Formation? (2011). arXiv:1110.3808v1
25. Lagrange, A., Gratadour, D., Chauvin, G., Fusco, T., Ehrenreich, D., Mouillet, D., Rousset, G., Rouan, D., Allard, F., Gendron, É., Charton, J., Mugnier, L., Rabou, P., Montri, J., Lacombe, F.: A probable giant planet imaged in the β Pictoris disk. VLT/NaCo deep L'-band imaging. Astron. Astrophys. **493**, L21–L25 (2009)
26. Levine, M., Lisman, D., Shaklan, S., Kasting, J., Traub, W., Alexander, J., Angel, R., Blaurock, C., Brown, M., Brown, R., Burrows, C., Clampin, M., Cohen, E., Content, D., Dewell, L., Dumont, P., Egerman, R., Ferguson, H., Ford, V., Greene, J., Guyon, O., Hammel, H., Heap, S., Ho, T., Horner, S., Hunyadi, S., Irish, S., Jackson, C., Kasdin, J., Kissil, A., Krim, M., Kuchner, M., Kwack, E., Lillie, C., Lin, D., Liu, A., Marchen, L., Marley, M., Meadows, V., Mosier, G., Mouroulis, P., Noecker, M., Ohl, R., Oppenheimer, B., Pitman, J., Ridgway, S., Sabatke, E., Seager, S., Shao, M., Smith, A., Soummer, R., Stapelfeldt, K., Tenerell, D., Trauger, J., Vanderbei, R.: Terrestrial Planet Finder Coronagraph (TPF-C) Flight Baseline Concept. ArXiv e-prints (2009)
27. Lovis, C., Ségransan, D., Mayor, M., Udry, S., Benz, W., Bertaux, J.L., Bouchy, F., Correia, A.C.M., Laskar, J., Lo Curto, G., Mordasini, C., Pepe, F., Queloz, D., Santos, N.C.: The HARPS search for southern extra-solar planets. XXVIII. Up to seven planets orbiting HD 10180: probing the architecture of low-mass planetary systems. Astron. Astrophys. **528**, 112–128 (2011)
28. Macintosh, B.A., Graham, J.R., Palmer, D.W., Doyon, R., Dunn, J., Gavel, D.T., Larkin, J., Oppenheimer, B., Saddlemyer, L., Sivaramakrishnan, A., Wallace, J.K., Bauman, B., Erickson, D.A., Marois, C., Poyneer, L.A., Soummer, R.: The gemini planet imager: from science to design to construction. In: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7015 (2008)
29. Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., Zuckerman, B., Song, I., Patience, J., Lafrenière, D., Doyon, R.: Direct imaging of multiple planets orbiting the star HR 8799. Science **322**, 1348 (2008)
30. Mawet, D., Riaud, P., Baudrand, J., Baudoz, P., Boccaletti, A., Dupuis, O., Rouan, D.: The four-quadrant phase-mask coronagraph: white light laboratory results with an achromatic device. Astron. Astrophys. **448**, 801–808 (2006)
31. Mawet, D., Serabyn, E., Stapelfeldt, K., Crepp, J.: Imaging the debris disk of HD 32297 with a phase-mask coronagraph at high strehl ratio. Astrophys. J. Lett. **702**, L47–L50 (2009)

32. Mawet, D., Trauger, J.T., Serabyn, E., Moody Jr., D.C., Liewer, K.M., Krist, J.E., Shemo, D.M., O'Brien, N.A.: Vector vortex coronagraph: first results in the visible. In: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7440 (2009)
33. Nelan, E.: JWST science instrument target acquisition concepts: JWST-STScI-000405. Tech. rep., STScI (2005)
34. Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., Labeyrie, A.: The four-quadrant phase-mask coronagraph. I. Principle. Publ. Astron. Soc. Pac. **112**, 1479–1486 (2000)
35. Schmid, H.M., Beuzit, J.L., Mouillet, D., Waters, R., Buenzli, E., Boccaletti, A., Dohlen, K., Feldt, M., SPHERE Consortium: Polarimetry of extra-solar planets and circumstellar disks with ZIMPOL/SPHERE. In: In the Spirit of Lyot 2010 (2010)
36. Schneider, J., Boccaletti, A., Mawet, D., Baudoz, P., Beuzit, J.L., Doyon, R., Marley, M., Stam, D., Tinetti, G., Traub, W., Trauger, J., Aylward, A., Cho, J.Y.K., Keller, C.U., Udry, S., SEE-COAST team: super earth explorer: a coronagraphic off-axis space telescope. Exp. Astron. **23**, 357–377 (2009)
37. Stam, D.M.: Spectropolarimetric signatures of Earth-like extrasolar planets. Astron. Astrophys. **482**, 989–1007 (2008)
38. Stam, D.M., Hovenier, J.W., Waters, L.B.F.M.: Using polarimetry to detect and characterize Jupiter-like extrasolar planets. Astron. Astrophys. **428**, 663–672 (2004)
39. Swain, M.R., Tinetti, G., Vasisht, G., Deroo, P., Griffith, C., Bouwman, J., Chen, P., Yung, Y., Burrows, A., Brown, L.R., Matthews, J., Rowe, J.F., Kuschnig, R., Angerhausen, D.: Water, methane, and carbon dioxide present in the dayside spectrum of the exoplanet HD 209458b. Astrophys. J. **704**, 1616–1621 (2009)
40. Swain, M.R., Vasisht, G., Tinetti, G., Bouwman, J., Chen, P., Yung, Y., Deming, D., Deroo, P.: Molecular signatures in the near-infrared dayside spectrum of HD 189733b. Astrophys. J. Lett. **690**, L114–L117 (2009)
41. Tamura, M., Hodapp, K., Takami, H., Abe, L., Suto, H., Guyon, O., Jacobson, S., Kandori, R., Morino, J., Murakami, N., Stahlberger, V., Suzuki, R., Tavrov, A., Yamada, H., Nishikawa, J., Ukita, N., Hashimoto, J., Izumiura, H., Hayashi, M., Nakajima, T., Nishimura, T.: Concept and science of HiCIAO: high contrast instrument for the Subaru next generation adaptive optics. In: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 6269 (2006)
42. Thalmann, C., Grady, C.A., Goto, M., Wisniewski, J.P., Janson, M., Henning, T., Fukagawa, M., Honda, M., Mulders, G.D., Min, M., Moro-Martín, A., McElwain, M.W., Hodapp, K.W., Carson, J., Abe, L., Brandner, W., Egner, S., Feldt, M., Fukue, T., Golota, T., Guyon, O., Hashimoto, J., Hayano, Y., Hayashi, M., Hayashi, S., Ishii, M., Kandori, R., Knapp, G.R., Kudo, T., Kusakabe, N., Kuzuhara, M., Matsuo, T., Miyama, S., Morino, J.I., Nishimura, T., Pyo, T.S., Serabyn, E., Shibai, H., Suto, H., Suzuki, R., Takami, M., Takato, N., Terada, H., Tomono, D., Turner, E.L., Watanabe, M., Yamada, T., Takami, H., Usuda, T., Tamura, M.: Imaging of a transitional disk gap in reflected light: indications of planet formation around the young solar analog LkCa 15. Astrophys. J. Lett. **718**, L87–L91 (2010)
43. Trauger, J., Give'on, A., Gordon, B., Kern, B., Kuhnert, A., Moody, D., Niessner, A., Shi, F., Wilson, D., Burrows, C.: Laboratory demonstrations of high-contrast imaging for space coronagraphy. In: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 6693 (2007)
44. Trauger, J.T., et al.: ACCESS: a space coronagraph concept for direct imaging and spectroscopy of exoplanetary systems. Tech. rep., NASA-JPL (2009). http://exep.jpl.nasa.gov/files/exep/ACCESS_Compiled_Report_Public_090610.pdf
45. Trauger, J.T., Traub, W.A.: A laboratory demonstration of the capability to image an Earth-like extrasolar planet. Nature **446**, 771–773 (2007)
46. Wittenmyer, R.A., Tinney, C.G., O'Toole, S.J., Jones, H.R.A., Butler, R.P., Carter, B.D., Bailey, J.: On the frequency of jupiter analogs. Astrophys. J. **727**, 102–118 (2011)

Annexe C

Article Maire, A.-L., *et al.* 2012, A&A 541, A83

A&A 541, A83 (2012)
DOI: 10.1051/0004-6361/201218954
© ESO 2012

Astronomy & Astrophysics

Atmospheric characterization of cold exoplanets using a 1.5-m coronagraphic space telescope

A.-L. Maire[1,4], R. Galicher[2,3], A. Boccaletti[1,4], P. Baudoz[1,4], J. Schneider[5], K. L. Cahoy[6], D. M. Stam[7], and W. A. Traub[8]

[1] 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
e-mail: anne-lise.maire@obspm.fr
[2] National Research Council Canada, Herzberg Institute of Astrophysics, 5071 West Saanich Road, Victoria, BC V9E 2E7, Canada
e-mail: raphael.galicher@nrc-cnrc.gc.ca
[3] Dépt. de Physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. Centre-Ville, Montréal, QC H3C 3J7, Canada
[4] Groupement d'Intérêt Scientifique Partenariat Haute Résolution Angulaire Sol Espace (PHASE) between ONERA, Observatoire de Paris, IPAG, LAM, CNRS and University Denis Diderot Paris 7, France
[5] LUTh, Observatoire de Paris, CNRS and University Denis Diderot Paris 7, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
[6] Dept. of Aeronautics and Astronautics, MIT, 77 Mass. Ave. 37-367, Cambridge, MA 02139, USA
[7] SRON Netherlands Institute for Space Research, Sorbonnelaan 2, 3584 CA Utrecht, The Netherlands
[8] JPL, California Institute of Technology, M/S 301-355, 4800 Oak Grove Drive, Pasadena, CA 91109, USA

Received 3 February 2012 / Accepted 12 March 2012

ABSTRACT

Context. High-contrast imaging is currently the only available technique for the study of the thermodynamical and compositional properties of exoplanets in long-period orbits, comparable to the range from Venus to Jupiter. The SPICES (Spectro-Polarimetric Imaging and Characterization of Exoplanetary Systems) project is a coronagraphic space telescope dedicated to the spectro-polarimetric analysis of gaseous and icy giant planets as well as super-Earths at visible wavelengths. So far, studies for high-contrast imaging instruments have mainly focused on technical feasibility because of the challenging planet/star flux ratio of 10^{-8}–10^{-10} required at short separations (200 mas or so) to image cold exoplanets. However, the main interest of such instruments, namely the analysis of planet atmospheric/surface properties, has remained largely unexplored.
Aims. The aim of this paper is to determine which planetary properties SPICES or an equivalent direct imaging mission can measure, considering realistic reflected planet spectra and instrument limitation.
Methods. We use numerical simulations of the SPICES instrument concept and theoretical planet spectra to carry out this performance study. We also define a criterion on the signal-to-noise ratio of the measured spectrum to determine under which conditions SPICES can retrieve planetary physical properties.
Results. We find that the characterization of the main planetary properties (identification of molecules, effect of metallicity, presence of clouds and type of surfaces) would require a median signal-to-noise ratio of at least 30. In the case of a solar-type star ≤10 pc, SPICES will be able to study Jupiters and Neptunes up to ∼5 and ∼2 AU respectively, because of the drastic flux decrease with separation. It would also analyze cloud and surface coverage of super-Earths of radius 2.5 Earth radii at 1 AU. Finally, we determine the potential targets in terms of planet separation, radius and distance for several stellar types. For a Sun analog, we show that SPICES could characterize Jupiters ($M \geq 30$ Earth masses) as small as 0.5 Jupiter radii at ≲2 AU up to 10 pc, and super-Earths at 1–2 AU for the handful of stars that exist within 4–5 pc. Potentially, SPICES could perform analysis of a hypothetical Earth-size planet around α Cen A and B. However, these results depend on the planetary spectra we use, which are derived for a few planet parameters assuming a solar-type host star. Grids of model spectra are needed for a further performance analysis. Our results obtained for SPICES are also applicable to other small (1–2 m) coronagraphic space telescopes.

Key words. planetary systems – methods: numerical – techniques: high angular resolution – techniques: image processing – techniques: imaging spectroscopy

1. Introduction

The exoplanet field in astrophysics is extremely rich and diverse. From detection to characterization, many techniques are being used or developed to address the fundamental questions about planetary formation and evolution. Exoplanets span a number of categories much larger than the solar system's planets do. Since the first discovery, several unexpected types of exoplanets were found from the hot Jupiters (Mayor & Queloz 1995) which are very close to their host stars (≤0.05 AU) to the population of super-Earths (massive telluric planets) which starts to emerge from radial velocity surveys (hereafter RV, Mayor et al. 2011) and transit surveys (e.g., Léger et al. 2009; Charbonneau et al. 2009; Batalha et al. 2011; Borucki et al. 2012). There are so many planet categories already detected even with the detection biases of the current methods (RV, transits, imaging, microlensing) that several instruments/missions will be needed to cover the whole field. Methods such as RV and transits appear to be effective at probing for large close-in exoplanets, and current efforts are to expand their sensitivity to longer-period and smaller exoplanets (Udry & Santos 2007; Seager & Deming 2010). The detection and characterization of long-period/wide-orbit

($\gtrsim$1 AU) planets are, however, still difficult to accomplish. On the one hand, it requires long-duration monitoring with very stable instruments to detect them from a RV or transit survey. On the other hand, direct imaging has to tackle the high contrast at small angular separation that exist between the planet and its host star.

An extrapolation of the period distribution of giant planets discovered by RV surveys suggests that a large population of these objects at separations larger than 5 AU still remains to be revealed (Marcy et al. 2005). These planets, in particular the population between 5 and 20 AU, are very important for constraining theoretical mechanisms of planetary formation, since it may reside at the boundary between the core-accretion and disk instability regimes (Alibert et al. 2011; Boss 2011). When it comes to the atmospheric characterization of these planets, direct imaging will probably be the most productive technique. Since 2005 (Chauvin et al. 2005; Neuhäuser et al. 2005), several massive giant planet candidates were imaged around young stars (<200 Myr), the most emblematic being the four planets around HR 8799 (Marois et al. 2008; Marois et al. 2010) and β Pictoris b (Lagrange et al. 2009, 2010). We note that the planetary nature of the Fomalhaut companion (Kalas et al. 2008) has been recently questioned (Janson et al. 2012). Following these discoveries, spectra were obtained for a few planets (e.g., Mohanty et al. 2007; Janson et al. 2010; Patience et al. 2010; Bowler et al. 2010). A first generation of instruments precisely optimized for the detection and spectral characterization at near- and mid-infrared (IR) wavelengths of young giant planets will see first light in the present decade: SPHERE (Beuzit et al. 2008), GPI (Macintosh et al. 2008), HiCIAO (Hodapp et al. 2008), P1640 Phase II (Hinkley et al. 2011) and FLAO (Esposito et al. 2010) on ground-based telescopes, and JWST (Clampin 2010) and SPICA Coronagraph Instrument (Enya et al. 2011) in space. In the next decade, planet finders on Extremely Large Telescopes, such as EPICS (Kasper et al. 2010) and PFI (Macintosh et al. 2006), may offer the ability to observe mature gas giants, ice giants and possibly super-Earths in the near-IR. Detailed studies were performed to consider the feasibility of large aperture coronagraphs and large baseline interferometers for the detection of Earth twins from space. These studies identified areas of technological development that need to be first addressed, which will delay the realization of Terrestrial Planet Finder missions until ~2025−2030. Meanwhile, observations have demonstrated the extreme diversity of planets. This led to a growing consensus within the community that we will need to study all planet types in order to have a complete understanding of their formation and evolution (Schneider et al. 2008). To address some parts of these questions, a family of small space missions (mainly coronagraphs) have been proposed (Guyon et al. 2010b; Trauger et al. 2010) for analyses of ice giants and super-Earths. The study of these missions has mainly focused on technical feasibility, as it is a challenge to achieve large contrast close to a bright star (Trauger & Traub 2007; Guyon et al. 2010a; Belikov et al. 2010). Another area of study is the estimated number of observable exoplanets of a given type (Trauger et al. 2010; Guyon et al. 2010b), based on assumptions of their density distribution. Cahoy et al. (2009) consider signal-to-noise ratios (SNRs) of broad-band (R = 5) photometric measurements assuming planets with grey albedos. The main interest of such missions, the atmospheric characterization, however, has remained highly unexplored so far. Cahoy et al. (2010) analyze colors and coarse spectra (R = 5 and R = 15) of Jupiter and Neptune atmosphere models, but without including instrument limitations such as throughput and noise. From the colors of solar system planets, Traub (2003) suggested that for planets too faint for spectrometry, even coarse colors could help to distinguish between planet types. Cahoy et al. (2010) showed that while a color criterion could not be a means to uniquely distinguish between planet types, due to the intertwined contributions of factors such as metallicity and planet-star separation, colors would still provide some constraints on possible planet types.

Among all of these space coronagraph concept missions, the most recent, SPICES (Spectro-Polarimetric Imaging and Characterization of Exoplanetary Systems) was submitted to the ESA Cosmic Vision call for medium-class missions in 2010 by a consortium of European institutes with American and Japanese participations[1] (Boccaletti et al. 2012). SPICES has a twofold motivation: 1/ the systematic atmospheric characterization of gas and ice giants as well as super-Earths in the solar neighborhood, and 2/ the development and validation of key technologies in order to prepare future direct imaging projects dealing with Earth twins spectral characterization. The science objectives and the technical concept of SPICES are described in Boccaletti et al. (2012). The main science driver is the study of planetary systems as a whole for the understanding of planet formation and evolution. With a maximum imaged field of view of ~13″, SPICES will focus on targets previously identified using other methods (planets and circumstellar disks), but can also detect new planets such as outer planets in known planetary systems and exozodiacal disks <100 zodis. A preliminary estimation of the number of characterizable planets gives an order of magnitude of 100 objects for an allocated time of three years over the five years of the mission (Boccaletti et al. 2012). The main purpose of the instrument is to obtain flux and polarization spectra at visible wavelengths of cold/mature exoplanets, especially those previously discovered by RV surveys (Udry & Santos 2007) or astrometry with *Gaia* (Casertano et al. 2008). These surveys will provide the orbital elements and minimum mass of planets, but not the radius which determines the amount of reflected light together with the albedo. It is therefore essential to perform accurate measurements of spectra to possibly distinguish between planet types.

In this work, we have developed a numerical simulation to model the instrument concept of SPICES. Under realistic assumptions of noise, instrument performance and reflected exoplanetary spectra, we test the ability to distinguish between spectra of planets differing in surface gravity, atmospheric composition, metallicity, cloud coverage and surface type. We do not consider polarized light in this paper and leave such a study for future work. Our primary goal is not to refine the instrument concept given in Boccaletti et al. (2012). Firstly, we investigate the exoplanet detection space realistically, and then we may use our results to update the design. Our work will also be beneficial to other space coronagraph proposals. In Sect. 2, we describe the numerical model and the assumptions we use for our study. In Sect. 3, we analyze the effects of speckle noise, read-out noise, exozodi and photon noise on the performance. We specify what kinds of planets can be detected in each case. We then study the impact of the spectral type of the host star. In Sect. 4, we define a criterion that gives the required flux accuracy that the instrument has to produce in order to disentangle

[1] Obs. Paris (LESIA, LUTh, LERMA, GEPI), CEA/SAp, IPAG, LAM, SRON, Univ. Utretch, Obs. Padova, Univ. Exeter, Univ. Cambridge, NASA (JPL, Ames, GSFC), MIT, Univ. Arizona, INTA-CSIC CAB, Obs. Torino, Obs. Geneva, ONERA, UC Berkeley, STScI, CalTech, IFSI Roma, NAOJ, Univ. Hokkaido, Univ. Liège, MPIA, Univ. Kiel and Obs. Vienna with support from Astrium and CNES/PASO.

spectra for similar planet types (Jupiters, Neptunes or super-Earths), but with different values of physical parameters (composition, metallicity or cloud and surface coverage). We conclude that our instrument fulfills these constraints for most of the considered cases. In Sect. 5, we generalize our results to other stellar types to define a parameter space of potential targets.

2. Models

2.1. Numerical model of the instrument

The instrument concept of SPICES is designed to provide polarimetric and spectroscopic measurements in the 0.45−0.90 μm range (Fig. 1 and Boccaletti et al. 2012). To achieve high contrasts required to exoplanet characterization, SPICES combines a high-quality off-axis telescope, high-accuracy wavefront control, a broad-band coronagraph with small inner working angle (IWA; the angular separation of 50% throughput), and optical elements and detectors to collect the polarimetric and spectroscopic information. As for the telescope, very low wavefront aberrations have already been demonstrated for *Gaia* primary mirrors (~8 nm rms on surface[2]), and SPICES can benefit from the same technology. The wavefront control is achieved with the combination of a focal plane wavefront sensor and a deformable mirror (DM). The wavefront sensing is achieved with a self-coherent camera (SCC, Galicher et al. 2008), which is a very simple modification in the coronagraph design. The SCC spatially modulates speckles (residual stellar light) that are recorded in the science image (no additional channel) and can accurately retrieve the wavefront errors (phase and amplitude) that induce these speckles. It then drives a DM to correct for them. As the correction is never perfect, the speckle noise is strongly attenuated, but residual speckles still remain in the image. The SCC provides a means to calibrate them and extract the companion or disk information, without prior information on the spectrum of the latter (Baudoz et al. 2006; Galicher et al. 2010). The DM is a 64×64 actuator mirror, as a larger number of actuators increases the field of view which can be corrected. A vortex coronagraph in the focal plane applies an azimuthal phase ramp to the corrected incident wavefront to cancel the starlight (Mawet et al. 2005). The vortex coronagraph can be made achromatic over a wide spectral bandwidth (~50%, Mawet et al. 2010). This type of coronagraph was successfully used by Serabyn et al. (2010) to re-image the HR 8799 multi-planet system. Finally, an integral field spectrograph (IFS) based on a micro-lens array (Antichi et al. 2009) allows recording of a dispersed image of the corrected field of view. Once a (x, y, λ) data cube is reconstructed from the detector image, the SCC speckle calibration is applied to every spectral channel separately, therefore drastically reducing the chromaticity of this device (Galicher et al. 2010). In the current design, the beam is divided into two branches, each assigned to a state of polarization and half of the spectral band. An achromatic modulator, at the very beginning of the instrument, selects the linear polarization direction on the sky that is analyzed by the polarizer in each branch.

We built a numerical code, written in the Interactive Data Language (IDL), to model the instrument concept and to simulate the SPICES performance. Our code operates in three steps:

- Step 1: the simulation of non-coronagraphic and coronagraphic image cubes of on-axis (the star) and off-axis (the planet(s)) sources. The third dimension of the cubes represents the spectral channels. We assume that the image cube extraction from the IFS data is perfect, but correctly account for flat field impact at step 2 (Sect. 2.2).
- Step 2: the normalization of the star and planet spectra, and introduction of noise (photon noise, zodi, exozodi, read-out noise, flat field).
- Step 3: the SCC speckle calibration of the images recorded at step 2 and the measurement of the planet spectra.

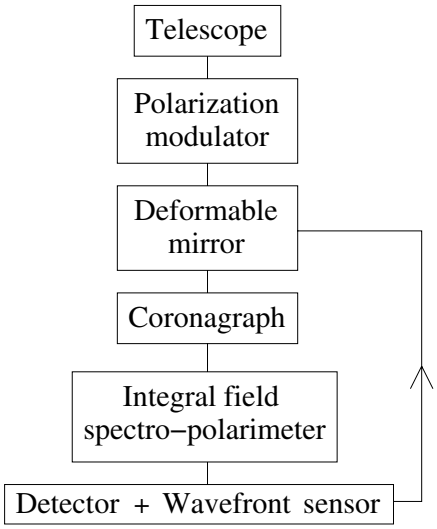

Fig. 1. SPICES conceptual baseline.

In Fig. 2, we show an example of simulated images without detection noise for a single spectral channel ($\lambda = 0.675$ μm, $\Delta\lambda \simeq 0.013$ μm), after the coronagraph (Fig. 2, left) and after the speckle calibration (Fig. 2, middle and right). The image field is limited to the zone corrected by the DM (64×64 $(\lambda/D)^2$ which corresponds to $\sim 6 \times 6$ arcsec^2 at $\lambda = 0.675$ μm). The corrected zone size is set by the linear number of DM actuators (Galicher et al. 2010). As we introduce both amplitude and phase aberrations in the entrance pupil of the instrument and SPICES uses a sole DM, the speckles are corrected only in one half of the field of view (right half in the images). After speckle calibration, the contrast is enhanced as shown in the middle and right images. With the current SCC, the calibration is more efficient in a diagonal because of the chromatism limitation (Galicher et al. 2010). A new version of the technique is under study to calibrate speckles in all directions. In the left and middle images of Fig. 2, we added two jovian planets of contrasts $\sim 10^{-8}$ and $\sim 10^{-9}$ at 2.2 and 5.4 λ/D (red circles). The closest planet is detected in the coronagraphic image (left) with a $SNR \simeq 25$. The farthest planet can be seen in this image if its position is known. However, it is not possible to claim a detection in this image ($SNR \simeq 5$), whereas it is detected with a $SNR \simeq 600$ after calibration (middle).

2.2. Instrument assumptions

In terms of contrast, SPICES has to reach values as low as 10^{-9} at 2 λ/D and 10^{-10} at 4 λ/D (Boccaletti et al. 2012) to produce interesting science results. Such performance is achieved assuming the parameters and the requirements on noise that are listed in Table 1. We consider these values in the numerical simulation and discuss some of them in this section. The star is assumed to be perfectly centered onto the coronagraph focal plane mask. Since the pointing accuracy is a critical aspect, SPICES

[2] http://sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=47688

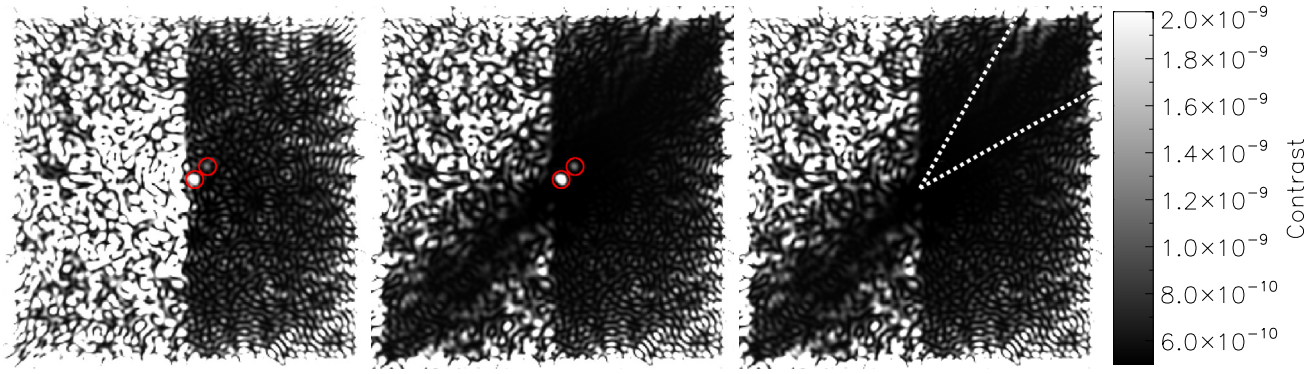

Fig. 2. Central part of images without detection noise produced by the simulation, after the coronagraph (*left*) and after the speckle calibration by the self-coherent camera (*middle and right*). The image size is ~64 × 64 $(\lambda/D)^2$ ($\lambda = 0.675$ μm). In *the two left images*, there are two jovian planets of contrasts ~10^{-8} and ~10^{-9} (red circles). In *the right image*, we indicate the calculation area of the profiles shown in Sect. 3 with a white dotted line. The intensity scales are linear and identical.

Table 1. Assumptions used for the instrument simulations.

Parameter	Value
Telescope diameter	1.5 m
Spectral bandwidth	0.45–0.90 μm
Spectral resolution R ($\lambda = 0.675$ μm)	50
Number of spectral channels	35
$\Delta\lambda$ per channel	~0.013 μm
λ/D sampling at 0.45 μm	3 pixels
Wavefront errors ($\lambda = 0.675$ μm)	15 nm rms (f^{-3} PSD[a])
Amplitude aberrations	0.1% (f^{-1} PSD[a])
Number of actuators on the DM	64 × 64
Phase estimation by the SCC	perfect
Throughput	23%
Quantum efficiency	70%
Maximum integration time	200 h
Read-out noise	0.2 e- rms per pixel
Full well capacity	300 000 e-
Time per single exposure	1000 s
Flat field accuracy	0.5%
Zodiacal light	$V = 23.1$ mag arcsec^{-2}
Exozodi level	1 zodi

Notes. The parameter values are discussed in Sects. 2.1, 2.2 and 3.2. [(a)] f is the spatial frequency of the optical defect, PSD refers to power spectral density.

will include a dedicated procedure for a precise control of the coronagraph alignment at the level of ~0.2 mas (Boccaletti et al. 2012). Our simulations showed that this value keeps the speckle noise at a level of ~10^{-10} between 2 and 4 λ/D, which is below the photon noise (Sect. 3.3). In the optical design of the instrument, the whole spectral band is split into two branches, the first branch covering the 0.45–0.7 μm band ($\Delta\lambda/\lambda \simeq 43\%$) and the second branch the 0.65–0.9 μm band ($\Delta\lambda/\lambda \simeq 32\%$). The overlapping is for calibration purposes. We assume that all phase and amplitude aberrations are located in planes conjugated to the instrument pupil and we use the matrix direct Fourier transform (Soummer et al. 2007) to propagate the light. Fresnel propagation effect will be included using the PROPER library (Krist 2007). The main impact will be a partial modification of the speckle pattern with wavelength (Marois et al. 2006). This will not impact the SCC wavefront estimation since each spectral channel is treated separately, but it will reduce the efficiency of the wavefront correction with a sole DM (Shaklan & Green 2006). A slightly undersized Lyot stop is used for the coronagraph (95% of the pupil diameter). We consider that the vortex coronagraph performance is achromatic for SPICES' spectral bands. Current vortex coronagraphs are limited to contrasts of ~4×10^{-8} for a 20% bandwidth, but strong efforts have been made in the past few years to develop them in laboratory, test them on the sky and further improve their performance (Serabyn et al. 2011). 15 monochromatic images are co-added to simulate each spectral channel image. The SCC requires an oversampling with respect to Shannon's criterion. The pixel number per spatial resolution element (λ/D) is 3 at the minimum wavelength. The SCC fringes are tilted at 45° with respect to the pixel grid. We use a f^{-3} power law (f is the spatial frequency of the optical defect) for the power spectral density (PSD) of the phase aberrations, since it quite well reproduces the aberrations measured on the VLT and HST mirrors (Bordé & Traub 2006). Simulations indicate that the amplitude aberrations will have to be $\lesssim$0.1% in order to meet SPICES' requirements if they follow a f^{-1} PSD, but this value will be more stringent if the law exponent is >1 (Galicher 2009, Chap. IV.2, Fig. IV.2.2). SPICES' optical aberrations are expected to evolve very slowly with time. SPICES will be located at the L2 point, which is believed to be a very stable environment. This may be confirmed by the *Gaia* and JWST missions. Assuming such a stable environment, we plan to allocate a significant amount of time at the beginning of the mission for the purpose of accurately estimating SPICES' aberrations. Then, the DM will compensate for the slow variations. In our simulation, the SCC perfectly estimates for the wavefront aberrations (phase and amplitude). The perfectly estimated wavefront is projected onto the 64 × 64 DM using the method of energy minimization in the pupil plane (Bordé & Traub 2006). The DM influence functions are modeled by adapting the formula of Huang et al. (2008) to fit the parameters of a realistic DM. Finally, the numerical noise introduced by the extraction of individual spectra from the IFS to build data cubes is assumed negligible.

In step 2, blackbody spectra for the star and planetary spectra from Cahoy et al. (2010) and Stam (2008) for the planets are introduced. The latter are discussed in detail in Sect. 2.4. Photon and read-out noise, flat field variations, and zodiacal and exo-zodiacal light are accounted for. The instrument throughput is set to 23%, considering ~15 optical surfaces of reflectivity 90% from the primary mirror to the detector, and the quantum efficiency of the detector is 70%. Using an algorithm to correct for cosmic ray contamination, Robberto (2009) found that single exposures of 1000 s will keep cosmic-ray induced

glitches negligible with respect to a read-out noise level of a few e- rms per pixel. We adopt this single exposure for our simulations and we do not account for glitches. The detector flat field is modeled as gaussian noise with a mean of 1 and a rms of 0.5%. The IFS spreads the spectrum of an object point on different detector pixels. As a consequence, every pixel of the (x, y, λ) cube is affected by a specific flat field. We use the measured values of zodiacal light from Giavalisco et al. (2002). An exo-zodiacal disk with a 60°-inclination with respect to a face-on orbit and a 45°-orientation from the horizontal direction is simulated using the Zodipic algorithm (Kuchner 2004). The inclination value is the statistical median assuming a uniformly random orientation. The orientation corresponds to the SCC fringe. The actual scientific strategy of SPICES requires prior knowledge of the orientation of the planet orbit. This has to be achieved by combining astrometric measurements with RV data. The present and near-future instruments like VLT/PRIMA and *Gaia* (we note that stars with $V < 6$ are too bright for the latter) can in principle provide the information. We also plan to use a new version of the SCC that could enlarge the high-contrast part of the image and thus, could relax the constraints on the orbital knowledge.

2.3. Selecting spectral bandwidth and resolution

In this section we discuss the different parameters we have to take into account for the choice of SPICES' spectral bandwidth and resolution. To determine the spectral bandwidth, we first examine theoretical spectra representative of Jupiter, Neptune and terrestrial atmospheres (Fig. 3, giant planet models from Cahoy et al. 2010; and Earth models from Stam 2008). The spectra are calculated for visible wavelengths: 0.35−1 μm for Cahoy et al. (2010) and 0.3−1 μm for Stam (2008). We note that a 0.45−0.90 μm bandwidth offers a good compromise and enables to measure Rayleigh scattering at the blue wavelengths as well as the molecular absorption bands in the red part. The trade-off for the long-wavelength cut-off results from a technological limitation, since visible detectors have weak efficiencies above 0.90 μm. Therefore, SPICES will not measure the wide and strong water absorption band at 0.94 μm in the spectrum of Earth analogs (Fig. 3). Although deep absorption bands are easily identifiable in model spectra, their depth would be hard to measure given the SPICES performance. However, other but shallower water bands at 0.72 and 0.82 μm are also present in planetary spectra. Similarly, giant planets feature a strong methane band at 0.89 μm at the boundary of SPICES' bandpass, but there are weaker bands at, for instance, 0.62, 0.73 and 0.79 μm. Measuring absorption bands at different wavelengths allows to infer the gas abundances, if the cloud top altitudes can be derived from a known gas which is well mixed in the atmosphere (Stam 2008, and references therein). Polarimetry combined with flux could also help to break the degeneracy (Stam et al. 2004). For the telluric planets, Des Marais et al. (2002) define the spectral bandwidths and list the molecules that exoplanet missions should address: molecular oxygen (O_2), ozone (O_3), water (H_2O), methane (CH_4) and carbon dioxide (CO_2). The spectral range of SPICES (0.45−0.90 μm) permits to measure all these molecules except CO_2. In addition to atmospheric gases, Seager et al. (2005) have emphasized the scientific interest of the detection of surface features like the "red edge" (the rise of the clear Earth spectrum beyond 0.7 μm in Fig. 3). Nevertheless, several studies showed that this measurement is difficult for the Earth itself (e.g., Woolf et al. 2002; Arnold et al. 2002; Montañés-Rodriguez et al. 2005). Seager et al. (2005) note that the "red edge" should be detected with molecular oxygen to be sure that it is related to vegetation, because minerals may present a similar feature but at different wavelengths. From the comparison of widths of SPICES' spectral channels and of molecular bands, we find that a spectral resolution of at least 50 is required to identify the main bands of the spectra of giant planets as well as super-Earths (Tables 3 and 4 and Figs. 4 and 5). Our analysis confirms previous results (Schneider et al. 2009).

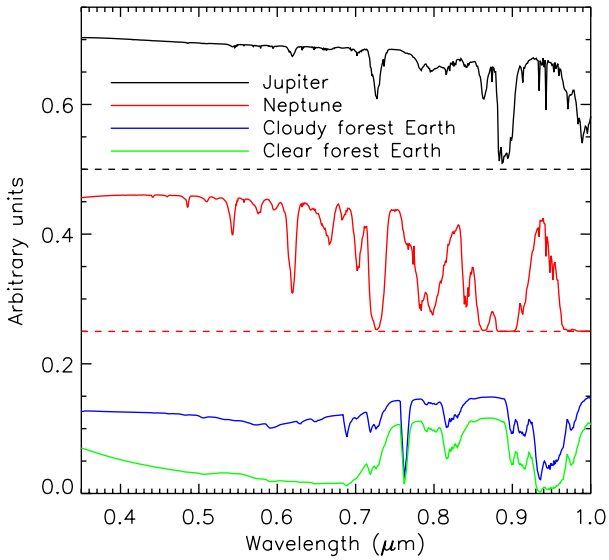

Fig. 3. High-resolution albedo spectra of Jupiter, Neptune (Cahoy et al. 2010) and two Earth analogs (Stam 2008). The curves of the Jupiter and Neptune are vertically shifted with respect to the actual albedo for the sake of clarity. The dashed horizontal lines indicate the reference position for the Jupiter spectrum (black) and the Neptune spectrum (red).

2.4. Planetary atmosphere models

The following Sects. 2.4.1 and 2.4.2 describe the models we use in our simulation. In this paper, we consider two sets of models, one for giant planets and one for telluric planets. Cahoy et al. (2010)'s models cover a large range of star-planet separations and planet metallicities. Stam (2008)'s models assume different planet surfaces and atmospheric structures (cloudy and clear atmospheres). Table 2 summarizes the main parameters we consider for these models. We set a maximum mass of 10 Earth masses (M_E) for the super-Earths, which corresponds to a maximum radius of 2.5 Earth radii (R_E) from the mass-radius relation of Grasset et al. (2009). Recall that Stam's atmosphere models assume an Earth-like planet.

From the degraded spectra of Figs. 4 and 5 (see Sect. 2.3 for the discussion of the spectral resolution), the planet/star contrast is expected to be $\sim 10^{-8}$−10^{-10} for Jupiters and $\sim 10^{-9}$−10^{-11} for Neptunes and super-Earths, depending on the separation from the star and on the wavelength. Note that Cahoy et al. (2010) and Stam (2008) present geometric albedo spectra, while we plot contrast curves using the following formula:

$$C(\lambda) = A(\lambda, \alpha)\, \frac{R_p^2}{a^2} \qquad (1)$$

where λ is the wavelength, $C(\lambda)$ is the planet/star contrast spectrum, $A(\lambda, \alpha)$ is the planet albedo spectrum at phase angle α, R_p is the planet radius and a is the star-planet separation. Phase angle is the angle star-planet-observer: when the planet is behind the star $\alpha = 0°$, and when the planet is in front of the star $\alpha = 180°$. In this work, we only consider the case of a

Table 2. Parameters of the exoplanetary atmosphere models used in this paper.

Planet	Separations (AU)	Radius	Metallicity (solar units)	Atmospheric structure	Surface type
Jupiter	0.8, 2, 5 and 10	1 R_J	1 and 3	–	–
Neptune	0.8, 2, 5 and 10	1 R_N	10 and 30	–	–
Super-Earth	1	2.5 R_E	–	0, 50 and 100% clouds	Forest, ocean and forest-ocean mix

Notes. R_J, R_N and R_E refer to Jupiter, Neptune and Earth radii respectively.

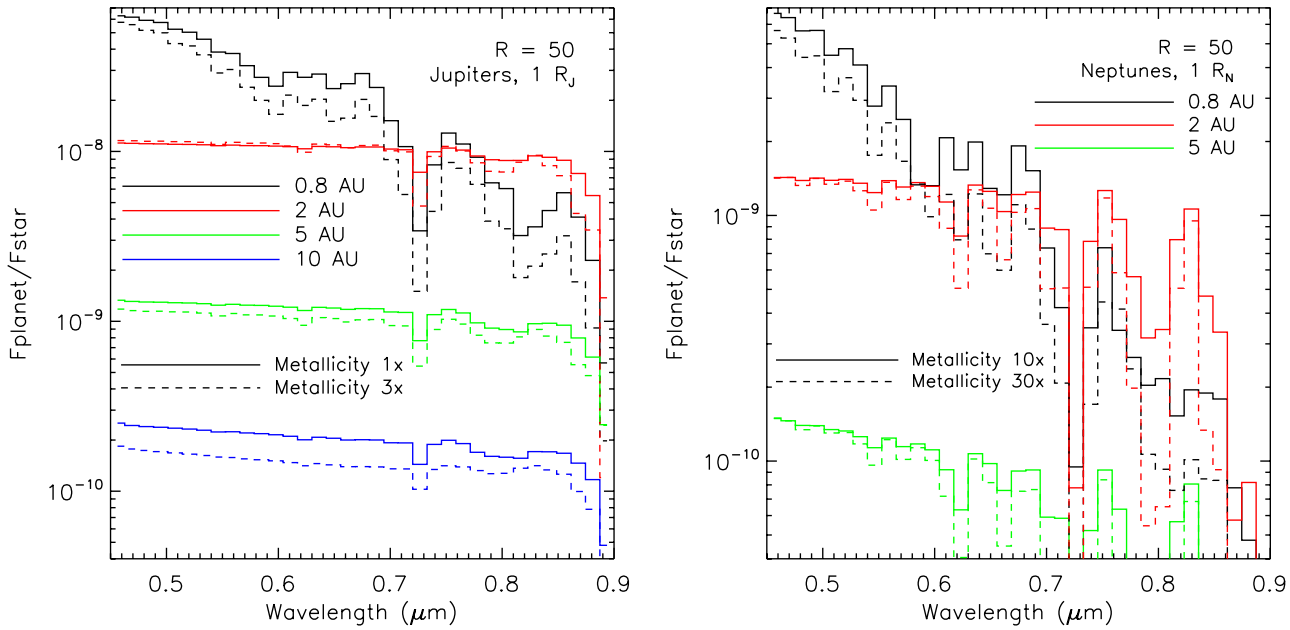

Fig. 4. Theoretical models of Jupiter-like (*left panel*) and Neptune-like (*right panel*) atmospheres degraded to the resolution of SPICES (models adapted from Cahoy et al. 2010).

Table 3. List of molecules observable at $R = 50$ in the Jupiter and Neptune models of Fig. 4.

Molecule	Approximate λ (μm)	Note
CH_4	0.54	
CH_4	0.62	
H_2O	0.65	for 0.8-AU models
CH_4	0.66	
CH_4	0.73	
CH_4	0.79	
H_2O	0.82	for 0.8-AU models
CH_4	0.84	
CH_4	0.86	

planet at its maximum elongation from the star, $\alpha = 90°$. The flux reflected by a planet depends on both its albedo and its radius (Eq. (1)). To determine the albedo from observations, we need to independently estimate for the radius. We can use theoretical mass-radius relations (e.g., Fortney et al. 2007; Baraffe et al. 2008; Grasset et al. 2009). The polarimetric capabilities of SPICES could also help to establish the planetary properties without prior information about the planet's radius (Stam et al. 2004; Stam 2008). This will be subject for future work. When we will study SPICES' ability to retrieve the planet properties from measured spectra in Sect. 4, we assume that the radius is known.

2.4.1. Theoretical spectra of Jupiter and Neptune analogs

We use the models of Cahoy et al. (2010), who calculate atmospheric structures of old (~4.5 Gyr) Jupiter and Neptune analogs in radiative equilibrium with the radiation of a solar-type host star at separations of 0.8, 2, 5 and 10 AU, for different metallicities and for optical wavelengths (0.35 to 1 μm). This range matches the separations of the planets that small space coronagraphs can potentially observe. Table 3 lists the main spectral bands observable with a spectral resolution of 50. Several theoretical spectra of Jupiter and Neptune analogs are shown in Fig. 4. Unlike young planets, which are dominated by thermal radiation, the star-planet separation drastically alters the structure and composition of mature planetary atmospheres. Therefore, a simple scaling of the amount of reflected light with distance is not sufficient to model realistic spectra and to derive the actual performance of a mission like SPICES. If planets are too warm for any molecules to condense into clouds, their spectra are dominated by Rayleigh scattering. This is illustrated for the case of a separation of 0.8 AU in Fig. 4. At 2 AU, bright water clouds form and dominate the atmospheric opacity all over the spectrum. At 5 AU, ammonia clouds form above the water clouds. At 10 AU, the same clouds form but at a deeper pressure level, and Rayleigh scattering again dominates the reflected flux at short wavelengths. The planet is ~4 times fainter than the Jupiter at 5 AU, as expected in the case where the flux decrease follows an inverse square power law of separation. For all cloudy planets (2, 5 and 10 AU), the clouds are optically thick. The Neptune spectra exhibit the same but stronger absorption bands as the Jupiter spectra. Increasing the planet metallicity usually decreases its albedo. The exception is the 2-AU Jupiter model for short wavelengths because for this case the water clouds are high in the atmosphere and thick. Cahoy et al. (2010) note that the metallicity increase produces larger differences between the

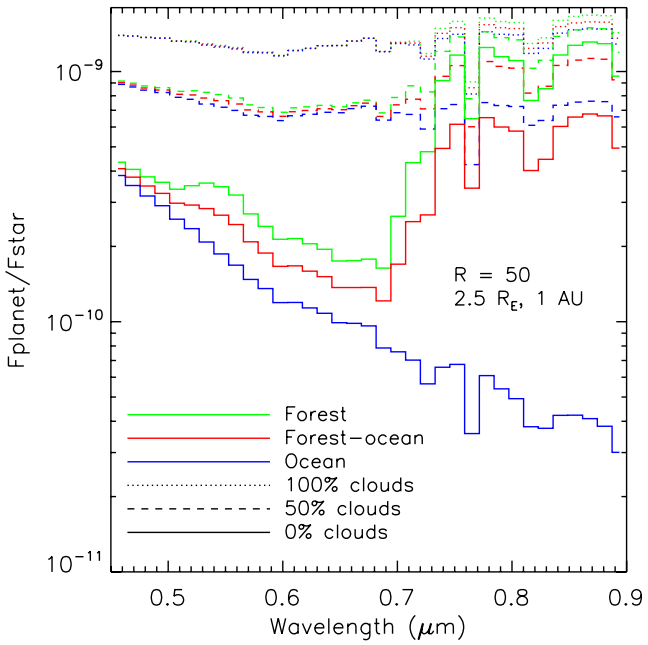

Fig. 5. Same as Fig. 4 but for the terrestrial atmosphere models of Stam (2008).

Table 4. Same as Table 3 but for the terrestrial planet models of Fig. 5.

Molecule	Approximate λ (μm)	Note
O_3	0.5–0.7	the Chappuis band
O_2	0.69	*B*-band
H_2O	0.72	
O_2	0.76	*A*-band
H_2O	0.82	

Jupiter spectra than between the Neptune spectra for separations of 5 and 10 AU. Methane bands dominate the spectra over all the bandwidth (e.g., 0.62, 0.73, 0.79 and 0.89 μm). Their depths depend on the nature of the light-scattering particles (gases, clouds, aerosols).

2.4.2. Theoretical spectra of telluric planets

In this section, we summarize the main features of the telluric planet models. Stam (2008) uses a pressure-temperature vertical profile of the Earth to derive flux and polarization spectra for several surface and cloud coverages and for a spectral range between 0.3 and 1 μm. We recall that we do not consider polarization effects in this paper and that these models are relevant for a separation of 1 AU around a solar-type star. Stam (2008) considers atmospheres with and without a horizontal homogeneous water cloud layer, and surfaces completely covered by either forest or black ocean with a Fresnel reflecting interface (Fig. 5). The water clouds are optically thick and located in the troposphere. The atmospheric absorbers are water, molecular oxygen and ozone (Table 4). The model albedo of vegetation presents two main features: a local maximum between 0.5 and 0.6 μm, which is due to two absorption bands of chlorophyll at 0.45 and 0.67 μm, and the increase of the albedo beyond 0.7 μm due to the "red edge" (Sect. 2.3). The appearance of the "red edge" in the planet spectra depends strongly on the cloud thickness and coverage, but it still alters the spectrum shape for a partial cloud coverage despite their large optical thickness (Fig. 5, see the spectra of the 50% cloudy ocean and 50% cloudy forest planets in blue and green dashed lines respectively). At short wavelengths Rayleigh scattering dominates while at long wavelengths scattering by clouds is the most important process. Stam (2008) uses a weighted sum of homogeneous models to simulate a quasi horizontally inhomogeneous model representative of the Earth (70% of the surface covered by ocean and 30% by forest) with different cloud coverages. In this paper, we use different weighted sums for simulating three cloud coverages (0, 50 and 100%) and three surface types (forest, forest-ocean equally mix and ocean), as indicated in Table 2.

Table 5. Star-planet separations for giant planets extrapolated to other stellar types assuming Eq. (3).

Spectral type	Luminosity ($L_\odot$)	Separations (AU)			
A0	28	4.2	10.6	26.5	53.0
F0	4.8	1.8	4.4	11.0	21.9
G2	1	0.8	2	5	10
K0	0.45	0.5	1.3	3.4	6.7
M0	0.09	0.24	0.6	1.5	3

Notes. The values for the solar-type star are those modeled by Cahoy et al. (2010).

2.4.3. Planet contrasts as a function of the stellar type

The atmospheric structures of the models were calculated by assuming ~4.5-Gyr planets in radiative equilibrium with the flux of a Sun-like parent star. These models can be transposed to other stellar types assuming flux conservation with the standard formula:

$$4\pi R_p^2 \sigma T_{eq}^4 = (1 - A_B)\pi R_p^2 \frac{L_\star}{4\pi a^2} \quad (2)$$

where R_p is the planet radius, σ is Stefan's constant, T_{eq} the planet atmosphere equilibrium temperature, A_B the planet Bond albedo and $L_\star$ the host star luminosity. This formula does not account for the effects of the wavelength dependence of the star emission on the atmosphere (Marley et al. 1999; Fortney et al. 2007).

Because we are using models with discrete values (especially separations and stellar luminosity), we cannot extrapolate the planet spectra to any separations around any stars. Instead, we calculate the correspondence between separations and stellar luminosity, considering T_{eq} and A_B only depend on the incident stellar flux at the planet position $L_\star/a^2$. Therefore, Eq. (2) becomes:

$$L_\star \propto a^2 \quad \Rightarrow \quad a_{S_p} = a_{G2}\sqrt{L_{S_p}} \quad (3)$$

where a_{S_p} is the star-planet separation for a star of spectral type S_p, a_{G2} the star-planet separation for a G2 star and L_{S_p} the star luminosity in solar units. For example, a Jupiter at 2 AU from a solar-like star would have the same atmospheric structure as a Jupiter at ~10.5 AU from an A0 star. Table 5 gives the correspondences for different star-planet separations and stellar types.

Substituting Eqs. (3) into (1), we obtain the contrast of a planet around a host star of type S_p:

$$C(\lambda) = A(\lambda, \alpha)\frac{R_p^2}{a_{G2}^2 L_{S_p}} \quad (4)$$

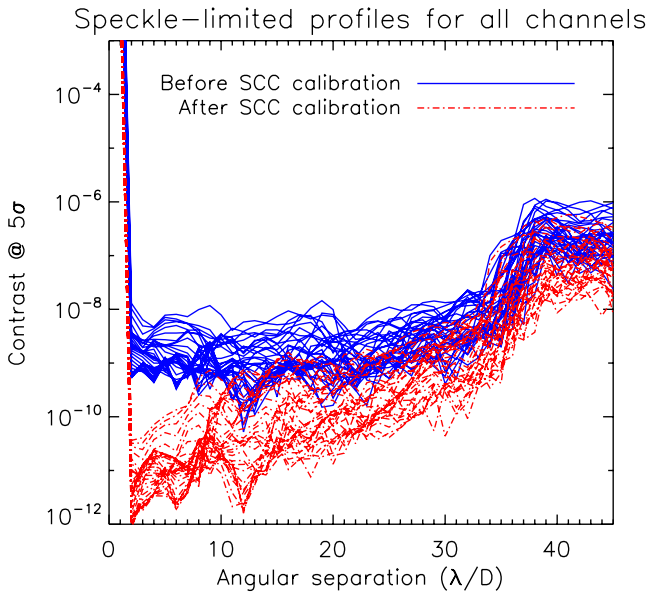

Fig. 6. 5-σ detection profiles of the instrument contrast achieved by SPICES for all spectral channels, before (blue solid lines) and after (red dashed lines) the SCC speckle calibration.

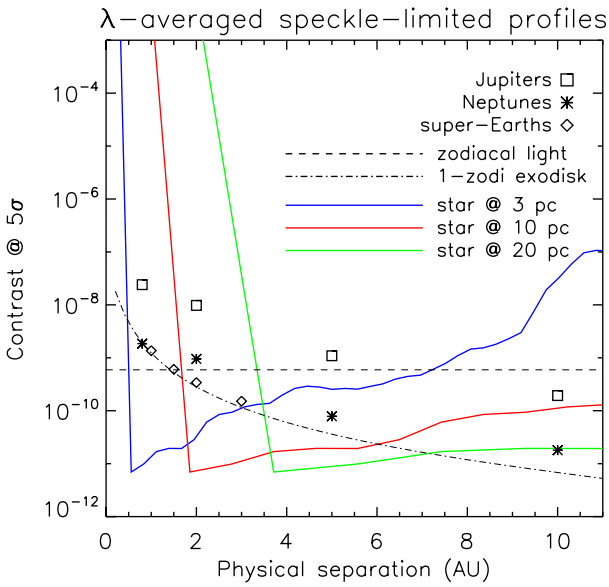

Fig. 7. 5-σ detection profiles of the instrument contrast averaged over the SPICES bandpass (solid lines) and compared to averaged planet contrasts calculated for a solar-type star (symbols). For comparison, we also plot the mean contrast of the zodiacal light (horizontal dashed line) and a 1-zodi exodisk (dot-dashed curve), both for a star at 10 pc.

We use Eqs. (3) and (4) to derive the star-planet separations and contrasts in Sect. 3. While this calculation is a fairly good estimation for the giant and cloudy telluric planet models, it is less accurate for the clear terrestrial models. For stars cooler than the Sun, Wolstencroft & Raven (2002) suggest that the "red edge" could indeed be shifted towards wavelengths redder than 1 μm, if the photon number involved in the photosynthesis processes is greater than for the mechanism operating on Earth. If this hypothesis is verified, the "red edge" will be outside the bandwidth covered by SPICES and undetectable. However, Kiang et al. (2007) warn that a theory predicting the "red edge" wavelength for a given stellar type assuming the same mechanism as on Earth is still missing.

3. Performance in detection

The instrument model presented in Sect. 2.1 provides an estimation of the achievable contrast map in the field of view for each spectral channel. In this section, we estimate the average contrast that is reached in the darkest area of the field of view (area contained by the dotted lines in Fig. 2) as a function of the angular separation from the central star. As we explained in Sect. 2.2, we assume that the planet orbital parameters are known and its position can be matched with the orientation of the corrected area.

3.1. Impact of speckle noise

Figure 6 shows SPICES' contrast curves against angular separation (λ_0 = 0.675 μm) for all spectral channels, before and after the speckle calibration by the SCC. We see that the speckle subtraction is necessary to reach the requirement of $\sim 10^{-10}$ at a few λ/D (Sect. 2.2). The wavelength dispersion of the performance is due to the phase aberration dependence on wavelength ($\propto \lambda^{-1}$) and the SCC calibration dependence on spectral resolution (Galicher et al. 2010). Recall that we set the same bandwidth for all channels so spectral resolution increases with wavelength. The steep increase of the detection limit around 32 λ/D corresponds to the DM cut-off spatial frequency. This cut-off and the more efficient SCC calibration at small separations explain the degradation with angular separation.

To have a clear and simple view of the performance, we plot radial profiles averaged on all the spectral channels against the physical separation in AU for three star distances in Fig. 7. The performance is limited at short separations by the coronagraph IWA ($\sim$2 λ/D, Sect. 2.1), and at large separations by the size of the DM corrected area (cut-off at 32 λ/D). As we express the x-axis in AU, the contrast curve scales with the star distance. We also plot the positions of Jupiter of 1 solar metallicity and 1 Jupiter radius (R_J), Neptune of 10 solar metallicities and 1 Neptune radius (R_N), and 2.5-R_E cloudy planets. We assume that the super-Earth properties do not evolve with separation for the considered range. We recall that Stam (2008) uses a temperature-pressure profile of the Earth so the model is relevant for a separation of 1 AU. For stars at 20 pc, the farthest Jupiters (5 and 10 AU) and Neptunes (5 AU) are detected with $SNR > 5$. The 10-AU Neptune is below the curve ($SNR \simeq 4.5$). For a 10-pc star, the same planets are still detected as well as planets as close as 2 AU. For the closest star we consider (3 pc), planets as close as 1 AU are very well detected and characterized (Sect. 4). In this case, the 10-AU Jupiter and 5-AU Neptune are not detected with the current instrument design because of the speckle calibration degradation with angular separation. Solutions may exist to improve the detection at these large angular separations ($\gtrsim$18 λ/D) such as spectral deconvolution (Sparks & Ford 2002).

In addition, we plot the averaged contrast levels for zodiacal light and a 1-zodi exodisk (star distance of 10 pc). Recall that they increase as the square of the star distance. Although the instrument concept can reduce speckle noise below a contrast of 10^{-10}, the final performance is limited by these extended background sources. The considered exo-zodiacal disk limitation is at the level of Neptunes and super-Earths. Therefore, to obtain a correct estimation of planet fluxes, the zodiacal and exo-zodiacal contributions must be carefully calibrated and removed. The exo-zodiacal disk intensity has been identified as critical for Earth-twin detection. To address this question,

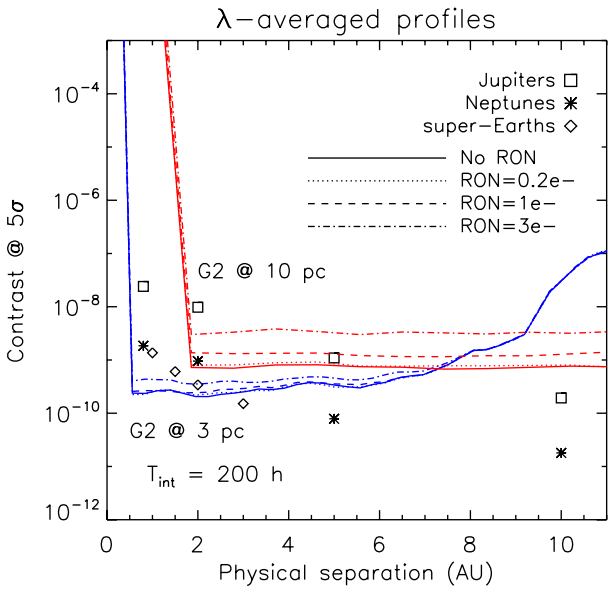

Fig. 8. 5-σ detection profiles accounting for the photon noise of G2 star at 3 (blue lines) and 10 pc (red lines), and for read-out noise levels from 0 to 3 e- rms per pixel.

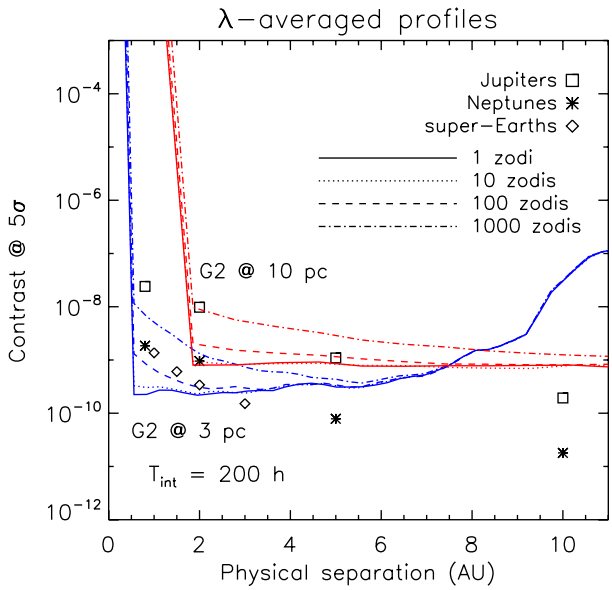

Fig. 9. 5-σ detection profiles for a Sun analog at 3 and 10 pc and exo-zodiacal intensities ranging from 1 to 1000 zodis, assuming a 0.2 e-/pixel rms read-out noise and photon noise.

exo-disk surveys have been recommended to prepare target lists of faint exo-disks for space nulling interferometers like the Terrestrial Planet Finder Interferometer and Darwin (Lunine et al. 2008; Coudé du Foresto et al. 2010; Hatzes et al. 2010). In the case of SPICES, the problematic is different as we do single-aperture imaging. The exact procedure to account for zodiacal and exo-zodiacal contributions remains to be defined although it is a data reduction issue, which is beyond the scope of this paper. In the following, we consider the model distribution of both zodiacal and exo-zodiacal intensities can be subtracted from the data. The photon noise of these contributions may still limit the contrast performance (Sect. 3.2).

3.2. Impact of detection noise

Due to a small primary mirror (typically 1.5 m in diameter) together with a spectral resolution $R = 50$, space coronagraphs like SPICES will be limited by photon noise (from the stellar background and the planet) or read-out noise for most of the targets, because very long exposures would be required to reach the instrument limitation at $\sim 10^{-10}$. For instance, ~10 000 h are needed to achieve $\sim 10^{-10}$ at 5σ for a G2 star at 10 pc. From this exposure time and assuming that the noise follows the photon noise behavior (proportional to the square root of the photon number), we estimate the total integration time required to detect a super-Earth at $SNR = 5$, for typical values of distance and contrast accessible to SPICES. It is 200 h for a planet of contrast 2.5×10^{-10} at 2 AU around a solar-type star at 5 pc. No detailed study of the maximum integration time per target has been carried out to date for SPICES. In this paper, we set the maximum integration time per target to 200 h. This is a good trade-off between achieving high contrasts and observing a large number of targets during the mission.

We present the impact of photon and read-out noise on SPICES' performance for the case of a G2 star at 3 and 10 pc in Fig. 8. We note that the read-out noise is a major limitation for the furthest star but not for the closest. This is due to the fact that the full well capacity of the detector (Table 1) is not filled after a 1000-s exposure in both cases. The number of single exposures and read-out noise level are thus the same, but the photon count is greater for the closest star. We note that the dozen of stars located within 3 pc have types later than G (the exception being Sirius). Thus, the read-out noise will not be a fundamental limitation for close stars. We base the read-out noise requirement on the farthest star and set its value to 0.2 e- rms per pixel. Electron multiplying CCDs can achieve such a low read-out noise, and a large set of devices have been qualified for space during the *Gaia* preparation (Smith et al. 2006).

As indicated in the previous section, an exo-disk can prevent the detection of faint planets if its photon noise becomes too important. To help to prepare a target list, we estimate the exozodi level that may hamper the detection of SPICES' targets. Figure 9 presents the performance for different exozodi levels and two distances of a solar-type star. The read-out noise is set to 0.2 e- rms per pixel. We assume that the exo-disks have no structure and can be subtracted out from the data to the precision imposed by photon noise. We find that the exo-disk photon noise does not significantly limit the performance up to 10 zodis, but begins preventing the Neptune and super-Earth detection when larger than 100 zodis. For exposures shorter than 200 h (more dominant photon noise), the acceptable exozodi level is lower.

3.3. Impact of stellar type

Assuming a generic exposure time of 200 h and an exo-zodiacal disk of 1 zodi, we test the detectability of planets for several stellar types. Figure 10 presents the 5-σ detection levels for three stars of type G2, A0 and M0 and several distances (3, 10, and 20 pc). We consider the star-planet separations given in Table 5 (they scaled by $L_\star^{1/2}$), and we apply Eq. (4) to find the wavelength-averaged planet contrasts. For a G2 star (Fig. 10, top), SPICES can potentially access jovian planets, icy giants and super-Earths with separations smaller than ~6, ~3 and ~2 AU respectively. No planet is detected at distances larger than ~10 pc. The detectability of the closest planets (0.8 to 2 AU) will be limited by the coronagraph IWA (~2 λ/D) for stars

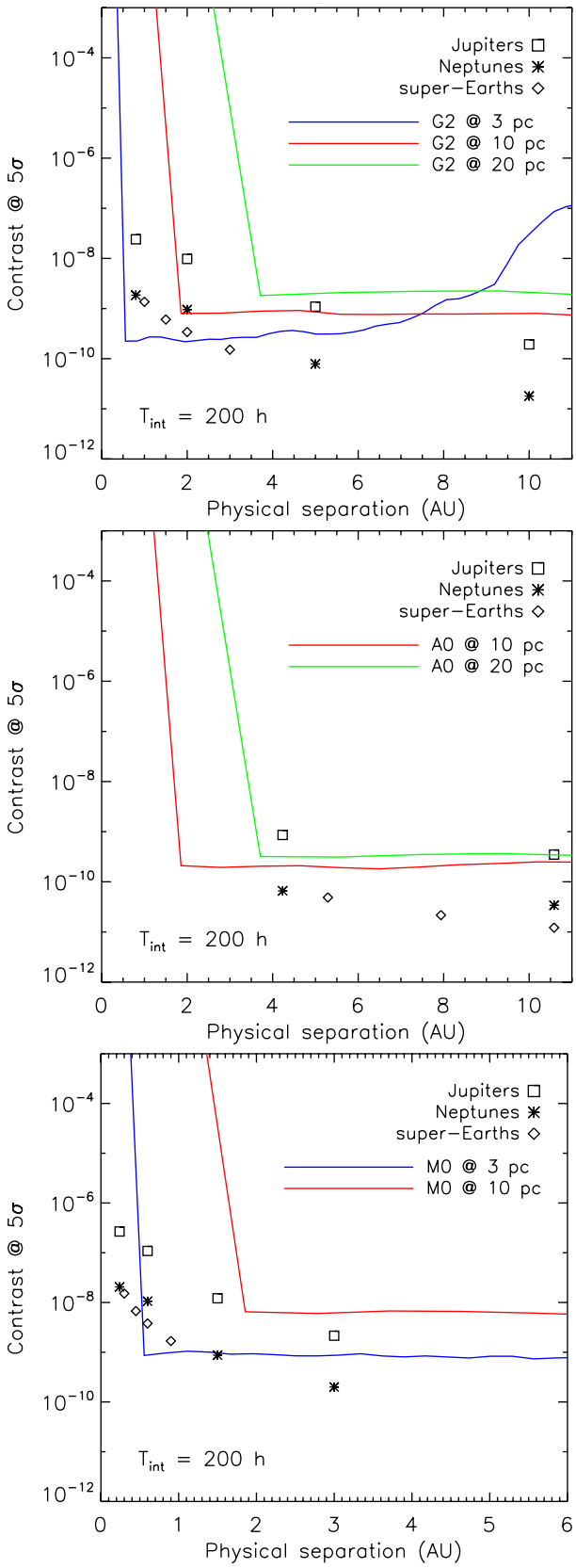

Fig. 10. 5-σ detection profiles for a 200-h exposure compared to averaged planet contrasts for G2 (*top*), A0 (*middle*) and M0 (*bottom*) type stars and several star distances.

at 4 to 10 pc. As for an A0 parent star (Fig. 10, middle), Jupiter-like planets are not detected when further than 10 AU for stars within 20 pc. The separation ranges considered by Cahoy et al. (2010) and Stam (2008) in the case of a G2 star do not allow to study planets at separations shorter than ~4 AU around an A0 star. Nonetheless, we can roughly estimate that Neptune analogs and super-Earths can be detected in the range 2–4 AU for stars closer than 10 pc. There are no A stars within 5 pc (except for the Sirius binary system) so we do not plot the 3-pc curve. Finally, the very close M stars (Fig. 10, bottom) at 3–5 pc are of great interest for detecting Jupiter-like planets in the 0.5–4 AU range as well as super-Earths in close orbits at 0.5–1 AU.

From the current exoplanet database (Schneider et al. 2011), we assess that only a handful of known extrasolar planets match the limitations described here. However, we note that RV surveys are not complete in the case of early and late stellar types (A and M in particular, Udry & Santos 2007) and at long periods (a few AUs) even for nearby stars.

4. Performance in spectrometry

In this section, we analyze the SPICES performance more in detail, by estimating SNRs of the measured planetary spectra. The objective is to set the constraints on the SNR to allow the differentiation between planetary models: impact of physical star-planet separation and metallicity for the Jupiter and Neptune analogs (Sects. 4.2 and 4.3), and variations due to cloud and surface coverage for the rocky planets (Sect. 4.4).

4.1. Criterion of characterization

We first explain our characterization criterion. The underlying question is to know if a measured spectrum S is reproduced by one of two model spectra noted M_i (i refering to the model index, $i = 1, 2$). This depends on the noise of the measured spectrum $N = S/SNR$. We define the following criteria of comparison of S to M_i:

$$\mathrm{crit}_i = \mathrm{median}_\lambda \left(\frac{S(\lambda) - M_i(\lambda)}{N(\lambda)} \right) \tag{5}$$

where the median is calculated over the spectral channels. We choose the median because it accounts well for the overall quality of a spectrum. For a given measurement (S, N), the model which best matches the measured spectrum gives the lowest criterion value. Substituting the definition of N to express crit_i as a function of SNR and assuming the latter is nearly constant on the measured spectrum, we can write:

$$\mathrm{crit}_i = \mathrm{median}_\lambda \left(\frac{S(\lambda) - M_i(\lambda)}{S(\lambda)} \right) \times SNR. \tag{6}$$

In this paper, we use theoretical models to assess the instrument performance and to set the SNR required to measure differences between them ($S = M_1$ and $M_i = M_2$). We consider that the models are differentiated when their difference is 10 times above the measured noise so $\mathrm{crit}_i = 10$. Inverting Eq. (6) and calling $\mathrm{SNR_r}$ the value of the required SNR, we finally obtain:

$$SNR_\mathrm{r} = 10 \times \frac{1}{\mathrm{median}_\lambda \left(\frac{M_1(\lambda) - M_2(\lambda)}{M_1(\lambda)} \right)}. \tag{7}$$

As an example, when we study the metallicity (Sects. 4.2 and 4.3), M_1 will be the lowest metallicity model and M_2 the highest metallicity model. We consider different spectral bandwidths to determine $\mathrm{SNR_r}$ (Eq. (7)) when analyzing different

Table 6. Values of SNR_r derived from Eq. (7).

Planet	Parameter	SNR_r	Note
Jupiter	0.8/2 AU	15	
Jupiter 0.8 AU	metallicity 1/3x	30	
Jupiter 2 AU	metallicity 1/3x	30	CH_4 bands
Jupiter 5 AU	metallicity 1/3x	30	CH_4 bands
Neptune	0.8/2 AU	15	
Neptune 0.8 AU	metallicity 10/30x	30	
Neptune 2 AU	metallicity 10/30x	25	CH_4 bands
Forest Earth	0/50/100% clouds	25	blue channels
Ocean Earth	0/50/100% clouds	25	blue channels
Clear Earth	0/50/100% forests	12	red channels
50% cloudy Earth	0/50/100% forests	30	red channels
Cloudy Earth	0/50/100% forests	220	red channels

Table 7. Maximum star distance at which SPICES resolves the planet separation at the central wavelength of the bandwidth.

Planet separation (AU)	Star distance (pc)
0.8	4
1	5
2	10
5	25

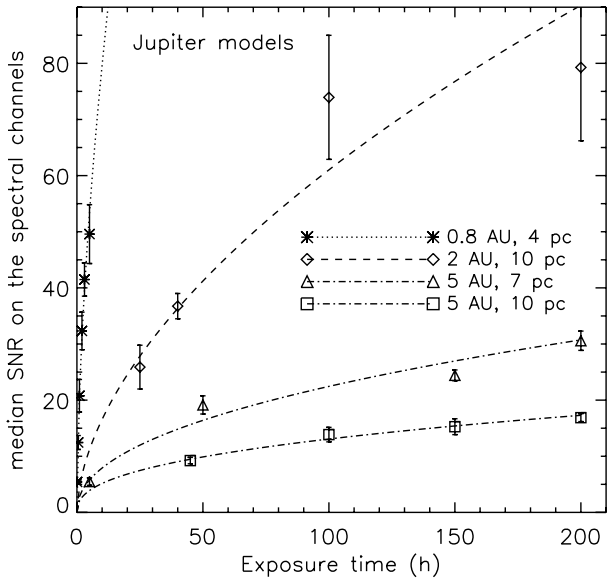

Fig. 11. Evolution of the median value of SNR_m (see text) as a function of exposure time for Jupiter planets (symbols). The curves are power-law fits. We plot 1-σ error bars.

planetary properties. For instance, metallicity strenghtens the bands (Fig. 4), and cloud and surface coverage alter the spectrum at blue and red wavelengths respectively (Fig. 5). We give the calculated SNR_r in Table 6 and we specify the spectral channels in the last column. We stress the point that the SNR_r values correspond to the spectrum of the brightest planet considered for each analyzed property: for instance, the low-metallicity planets for the Jupiters and Neptunes (Sects. 4.2 and 4.3) and the cloudy planets for the super-Earths (Sect. 4.4).

In the remainder of this section, we study the ability of SPICES to disentangle planetary models. For each planet separation, we consider the distance at which the star-planet system is resolved at quadrature (Table 7) and we derive the exposure time to achieve the SNR_r values quoted in Table 6. We restrain the study to the case of a solar-type star and we assume a maximum exposure time of 200 h (~8 days). We perform our simulations for five independent realizations of speckle pattern. We then average our results to minimize the impact of an optimistic or pessimistic speckle pattern. To save computing time, we use the same five speckle patterns for all planet cases, although we randomly change the photon and read-out noise. We assume the planet position to be perfectly known. We integrate the planet flux within apertures of diameter 1 λ/D for each spectral channel. This corresponds to the full width at half maximum of the point spread function. The 1-σ error bars shown in the plots account for the variation of both speckle and noise realizations.

4.2. Jupiter models

We consider the models of Jupiter analogs described in Sect. 2.4.1 for several separations and metallicities. Figure 11 shows the evolution with exposure time of the median SNR measured from the simulated data (SNR_m). We represent each data point with its corresponding 1-σ error bar. The SNR_m dependence on exposure time may change from one observed planet to another as a function of the planet intensity and location in the diffraction pattern of the host star. We fit power-law curves since we expect SNR_m to be proportional to the square root of the integration time, if the dominant noise is the photon noise, or SNR_m to be constant, if it is the speckle noise. We find that all exponents are close to 0.5, which corresponds to the case of photon noise limitation. SNR_m rapidly increases with time for the brightest Jupiter models (separations of 0.8 and 2 AU), while the growth is slower for the faintest model (5 AU). We use Fig. 11 to derive all the exposure times given in this section.

As long as astrometric measurements are not available, the orbital inclination is unknown for non-transiting planets detected by RV. We recall that we use an inclination of 60° which is the statistical median for random orientations (Sect. 2.2). Although direct imaging is able to put constraints on this parameter, it requires several images in practice covering the orbit and high SNRs. The fact that planets are easier to observe at quadrature is also not particularly favorable for a precise determination of inclination and then mass. Therefore, in the case of a single observation, the physical separation of the planet to the star is poorly constrained, particularly since eccentricity could also be significant (Udry & Santos 2007). We can thus confuse a giant planet close to its star with a large planet at large separation if their projected separation is the same on the image. In addition, for an eccentric orbit, a planet's albedo can depend strongly on the orbital position: the planet can be almost cloud-free near perihelion and covered by clouds near aphelion. The spectroscopic characterization could help to break degeneracies in these parameters, if the spectral differences are large enough to be detected. Considering the theoretical models, giant planet spectra mostly differ in the blue, where Rayleigh scattering dominates for a planet at 0.8 AU. The application of the criterion defined in Eq. (7) to giant planet spectra indicates that $SNR_r \simeq 15$ permits to distinguish between the atmospheres of two giants at 0.8 and 2 AU respectively (Table 6). This performance is achieved in ~30 min for a distance of 4 pc (Fig. 11), which corresponds to the upper limit at which a separation of 0.8 AU is accessible to SPICES (Table 7). We plot the two spectra as they would be measured by the instrument with 1-σ error bars as well as the corresponding models in Fig. 12. As expected, the blue half of the bandwidth is the region where the two spectra can be distinguished with no ambiguity. SPICES will be able to

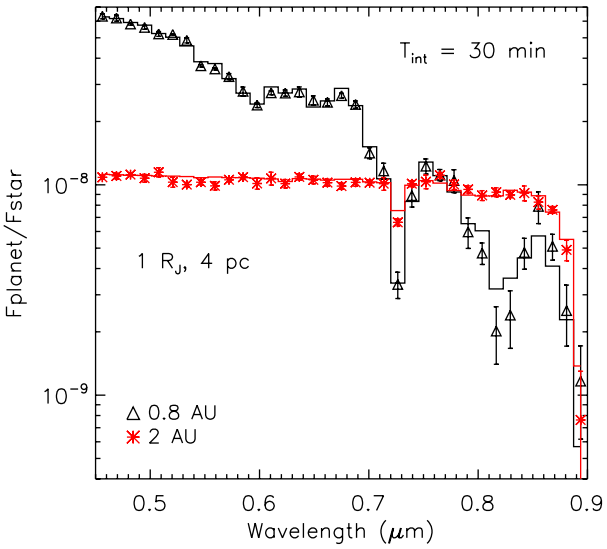

Fig. 12. Spectra of Jupiters at 0.8 and 2 AU as they would be measured by SPICES (symbols) and the corresponding model spectra (curves).

measure Rayleigh scattering and estimate the star-planet separation. However, we note that these measurements would be possible for a few stars only because of the small angular resolution.

We now study SPICES' ability to measure the spectral differences between Jupiter models with 1 and 3 times the solar metallicity for star-planet separations of 0.8, 2 and 5 AU at levels an order of magnitude above the noise. As indicated in Table 6, this requires $SNR_r \simeq 30$ for all separations. For the 0.8-AU Jupiters, this value is achieved within the distance for which our instrument can resolve such a planet (≤4 pc). In particular, an integration time of 2 h satisfies the criterion for a star at 4 pc, and the differences between the measured spectra are 10 times larger than the noise over the blue half of the spectra (Fig. 13, top panel). Recall that the error bars shown in the figures are at 1σ. Similarly, the SNR criterion is satisfied for the 2-AU planets at the maximum distance of 10 pc for an exposure time of ~30 h. Metallicity effects are larger in the methane bands for this case and we focus on the 0.73-μm methane band and the blue edge of the 0.89-μm deep band to disentangle the spectra (Fig. 13, middle panel). For a 5-AU Jupiter, the two metallicity cases are distinguished in 200 h at a distance of 7 pc in the methane bands at 0.62 and 0.73 μm and on the blue edge of the deep feature at 0.89 μm (Fig. 13, bottom panel). We note that for the 0.8- and 5-AU cases, the metallicity effects can mimic a radius variation by shifting the whole spectrum, while for the 2-AU case they alter the flux specifically in the absorption bands. We conclude that for resolved systems, SPICES will be able to analyze metallicity enhancements as small as a factor of 3 for all 0.8- and 2-AU Jupiter targets around solar-type stars. As planets at 5 AU are fainter, they will be accessible only for G2 stars within 7 pc, considering the maximum exposure time of ~200 h.

4.3. Neptune models

Figure 14 is similar to Fig. 11 but for the Neptune analogs and is used to derive the integration times mentioned below. According to Table 6, the distinction between the 0.8- and 2-AU planets requires $SNR_r \sim 15$ in the blue part of the spectral range. Similarly to the Jupiter spectra, the spectrum of very close-in Neptunes will feature a negative spectral slope, due to Rayleigh scattering, which noticeably differs from the nearly flat spectrum of a farther planet. For the maximum distance of 4 pc at which a 0.8-AU Neptune is angularly resolved by SPICES, this value is

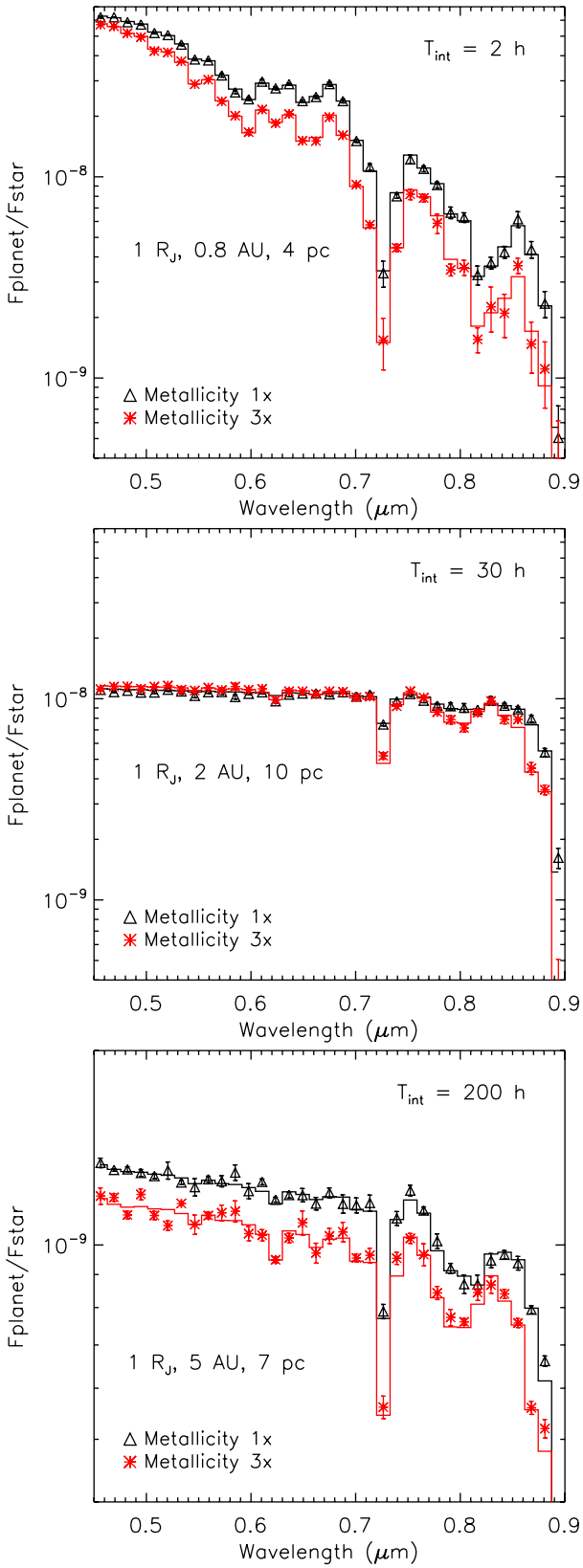

Fig. 13. Measured (symbols) and theoretical (lines) spectra of the 0.8-AU (*top*), 2-AU (*middle*) and 5-AU (*bottom*) Jupiter models for 1 and 3 times the solar metallicity. The planet/star contrast scale is identical to Fig. 12 for comparison except for *the bottom panel*.

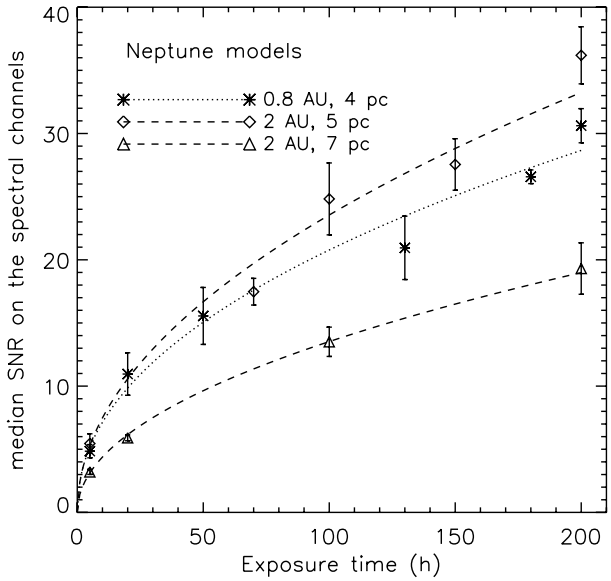

Fig. 14. Same as Fig. 11 but for the Neptune models of Sect. 4.3.

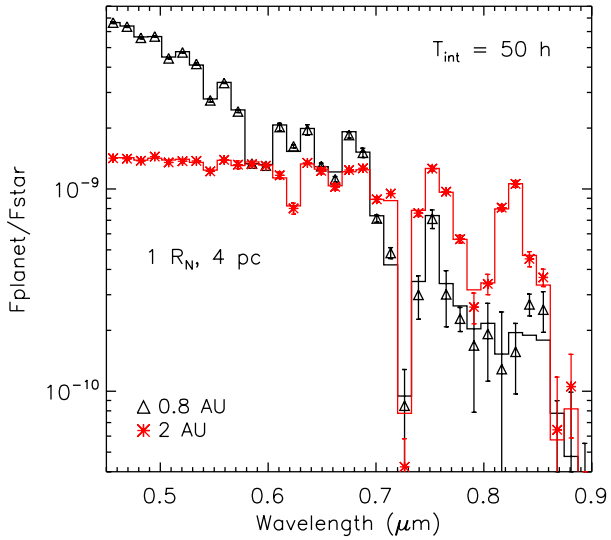

Fig. 15. Same as Fig. 12 but for the 0.8- and 2-AU Neptunes.

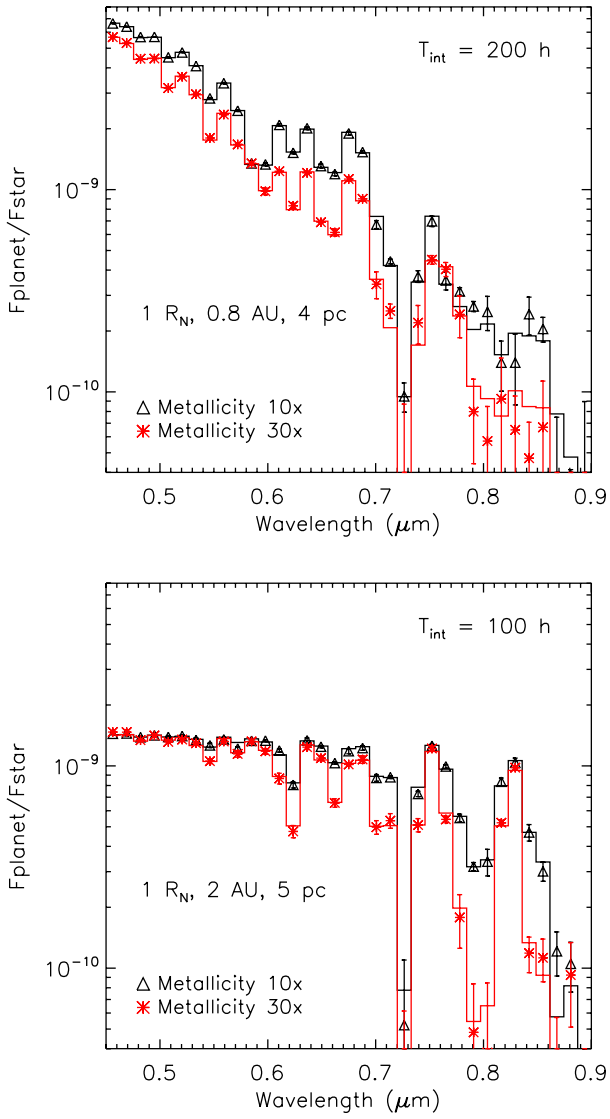

Fig. 16. Same as Fig. 13 but for the measurement of metallicity effects between 10 and 30 times the solar metallicity of the 0.8-AU (*top*) and 2-AU (*bottom*) Neptunes. The vertical scale is identical to Fig. 15 for comparison.

reached in ~50 h. Therefore, the same analysis can be performed for closer solar-type targets (as we explained in the previous section, Rayleigh scattering would be measurable for a few objects only). The simulated measurements for the 4-pc Neptunes at 0.8 and 2 AU are plotted in Fig. 15. The 0.8- and 2-AU Neptune spectral differences can be measured for $\lambda < 0.58$ μm, whereas the spectral measurements are degenerate for redder wavelengths given the noise level.

We then test if SPICES can distinguish metallicity effects between Neptunes of 10 and 30 times the solar metallicity (Table 2). We recall that these values are those studied by Cahoy et al. (2010). The required SNR_r is ~30 over the full spectral range for disentangling the 0.8-AU spectra. It is ~25 in the methane bands for the 2-AU planet spectra (Table 6). For the 0.8-AU planets, a ~200-h exposure is requested to measure metallicity variations for distances as far as 4 pc. The spectral differences are detected over the blue channels up to ~0.65 μm (Fig. 16, top panel). For a separation of 2 AU, the bottom panel of Fig. 16 shows that the metallicity signatures mainly impact the methane bands at 0.62 and 0.66 μm as well as on the edges of the 0.79-μm deep band. We find that SPICES can distinguish the spectra for stars within ~6 pc.

4.4. 2.5-R_E planet models

In this section, we analyze SPICES' capability to measure the properties of super-Earths, and in particular the effects of cloud and surface coverage for planets at 1 AU (their parameters are given in Table 2). Figure 17 represents the SNR_m evolution as a function of the exposure time for several models of planets discussed in this section. The labels "clear" and "cloudy" refer to the models with 0% clouds and 100% clouds respectively. The star distance is limited to 5 pc (Table 7) to allow the planet to be angularly separated from the star. A few G-type stars would thus be accessible to SPICES.

We first investigate the impact of cloud coverage for both forest and ocean surfaces. The influence of clouds is more important in the blue (Fig. 18, for surfaces entirely covered with forest), because of the strong "red edge" reflection in the red,

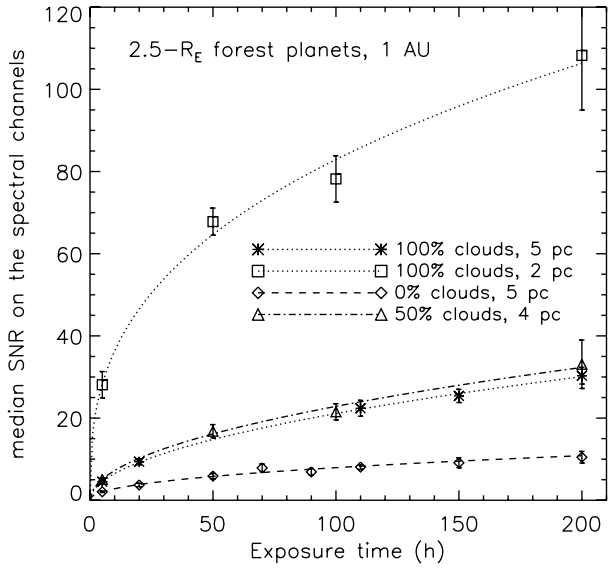

Fig. 17. Same as Fig. 11 but for the 2.5-R_E planet models discussed in Sect. 4.4.

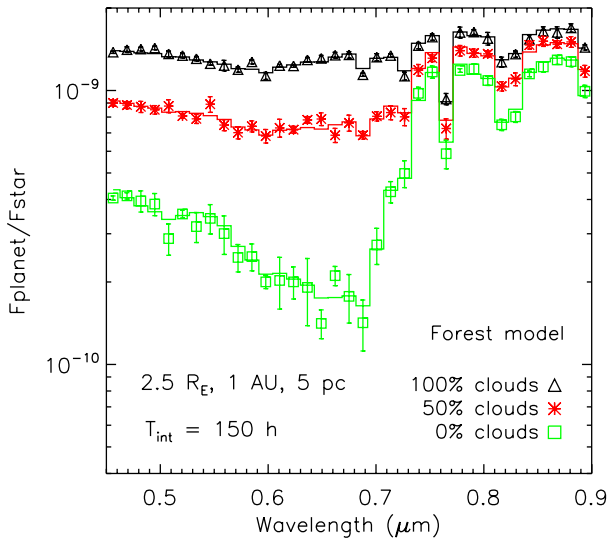

Fig. 18. Measured (symbols) and model (lines) spectra of 2.5-R_E forest planets at 1 AU for cloud coverage of 0, 50 and 100%.

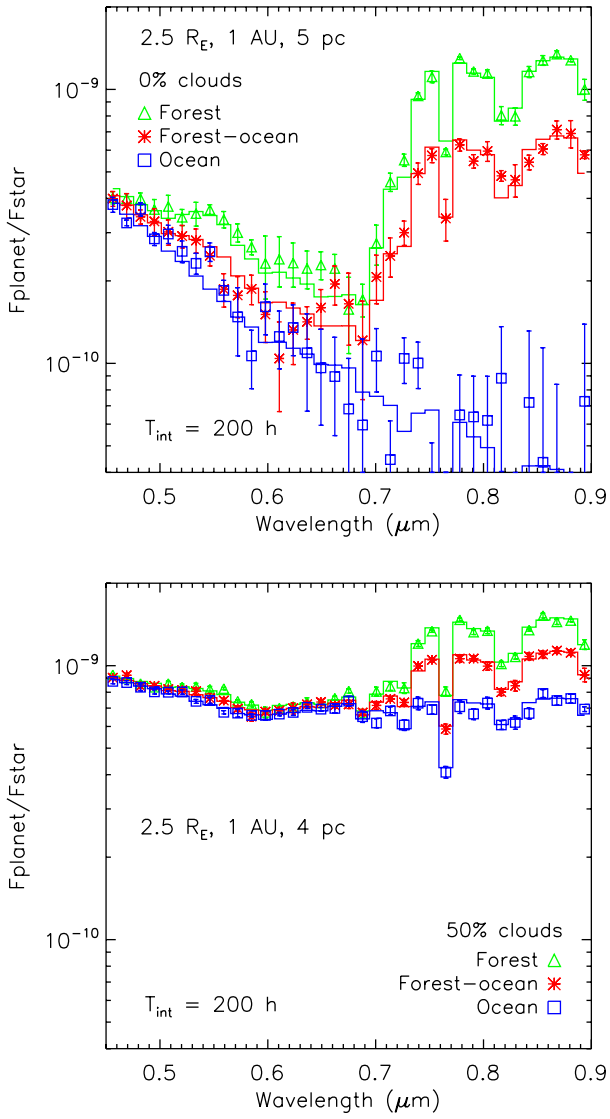

Fig. 19. Measured spectra of 2.5-R_E planets for the clear (*top*) and 50% cloudy (*bottom*) models with surfaces composed of forest, 50% forest-50% ocean and ocean with the corresponding theoretical spectra. The vertical scale is identical to Fig. 18 for comparison.

and $SNR_r \sim 25$ (Table 6) is needed to measure the difference between 0, 50 and 100% clouds. At the maximum distance of 5 pc, this performance is met in ∼150 h for a super-Earth entirely covered with forest around a G2 star (Figs. 17 and 18). Systems closer than 5 pc will also be accessible for the characterization of the cloud coverage. We do not compute the exposure time for surfaces covered by ocean, but it will be similar since $SNR_r \sim 25$ (Table 6) and the cloudy spectra are nearly identical for both surfaces (green and blue dotted lines in Fig. 5). Figure 18 also shows that the main atmospheric gases (O_2 and H_2O) are quite well retrieved whatever the cloud coverage ($SNR_m > 5$ and >15 respectively). The broad ozone signature is mostly detectable when the cloud coverage is large ($SNR_m \simeq 23$). We recall that the band wavelengths are given in Table 4.

Information about the planet surface can be obtained for moderate cloud coverage, because it produces noticeable signatures (Fig. 19). The differences between surface types are larger for a clear atmosphere, especially in the half red part of the spectral range. We consider three generic cases of planets with an ocean, an equally mixed surface of ocean and forest, and a forest. To separate these cases, $SNR_r \sim 12$ (Table 6) is required on the forest model and $SNR_m > 12$ is achieved in a ∼200-h observation for the worst case of a G2 star at 5 pc (Fig. 19, top panel). SPICES can distinguish these three cases for any terrestrial planets on a 1-AU orbit within 5 pc. If we consider 50% cloud coverage, surface effects are more difficult to distinguish and would require $SNR_r \sim 30$ in the red part (Table 6). The exposure time exceeds the limit of 200 h for a target at 5 pc, which rather limits the sample to 4 pc (Fig. 19, bottom panel). Molecular oxygen and water absorptions as well as the "red edge" can still be measured. On the contrary, 100% cloud coverage definitely prevents the identification of surfaces since it would require $SNR_r \sim 220$. This performance that is out of reach of a small telescope like SPICES in a reasonable amount of time. In the favorable case of a Sun-like star at 2 pc (α Cen A is the sole known case), the instrument achieves $SNR_m \sim 110$ and allow to distinguish between cloudy planets totally covered with ocean and forest respectively.

5. Potential targets

In this section, we extend the results obtained above in order to determine the minimum planet radius accessible to SPICES for each planet category studied in the previous section. We also study the volume of the planet sample which can be characterized (metallicity, cloud coverage, surface type) with SPICES. The models used are the gas giants with metallicity 1, the ice giants with metallicity 10, the cloudy forest Earths for the cloud coverage measurement, and the forest Earths with 0 and 50% clouds for the surface type analysis. We consider that the planet flux increases as the square of its radius and that the atmosphere composition and structure remain the same. We set the following values of SNR_r: 30 for all Jupiters and Neptunes and 25, 12 and 30 respectively for the Earths (Table 6). We assume a maximum exposure time of 200 h and three host stars of type G2, A0 and M0. We carry out this study for the four models of Jupiter and Neptune at 0.8, 2, 5 and 10 AU and the Earth model at 1 AU. We recall that these separations are relevant for a G2 star and the corresponding separations for A0 and M0 stars are given in Table 5. We consider the following radius ranges for the planets:

- $R_p \leq 2.5\ R_E$ for the Earths (Grasset et al. 2009).
- $0.5\ R_N \leq R_p \leq 1.5\ R_N$ for the Neptunes. The lower limit is the radius for the maximum mass we consider for the Earths (10 M_E). The upper value corresponds to a maximum mass of 30 M_E in the mass-radius relation of Fortney et al. (2007).
- $0.5\ R_J \leq R_p \leq 1.1\ R_J$ for the Jupiters. We derive the lower value from the upper mass limit we assume for the Neptunes. The upper limit corresponds to the maximum radius of a 4.5-Gyr planet at 1 AU in Fortney et al. (2007). We note that transit measurements find potentially larger planets (up to 1.4 R_J), but very close to the star. The inflated radius of these planets could be explained by additional mechanisms to stellar radiation (Fortney et al. 2010).

Figure 20 gives the minimum planet radius (in R_E units) for which SPICES is able to characterize the metallicity of giants or the cloud and forest coverage of terrestrial planets. The colors refer to the planet type (Jupiter, Neptune or Earth) and the line styles to the planet model (separation for the giants and cloud coverage for the Earths).

For G2 stars (Fig. 20, top panel), SPICES reaches the lowest radius we consider (0.5 $R_J \sim 5.5\ R_E$) for the 0.8- and 2-AU Jupiters, for all stars within respectively 4 and 10 pc. About twenty G stars could be probed for Jupiters at 2 AU, while a few stars could be searched for Jupiters at 0.8 AU. For a Jupiter at 5 AU, the upper limit in radius (1.1 $R_J \sim 12\ R_E$) is reached when the star is at 8.5 pc. The radius linearly decreases as the star distance decreases down to 8 R_E at 4 pc (flux proportional to the square ratio of the planet radius to the star distance). At shorter distances, the deviations from the linearity are due to the speckle noise. When the star distance decreases, the angular separation of the star-planet system increases and the level of the speckle background increases, especially towards the edges of the dark hole (Fig. 6). As for Neptune-like planets, the minimum radius scales nearly linearly with distance from ~2 to 4 R_E at 0.8 AU, and from 2 to 6 R_E at 2 AU. SPICES can characterize cloudy and clear telluric planets at 1 AU around a few G2 stars up to 5 pc (IWA limitation). Potentially, it is able to reach Earth-size planets for very close stars like α Cen A (~1.3 pc).

For A0 stars (middle panel), the only planet SPICES can study among the planetary atmosphere models we consider is the cloud-free Jupiter. We already noted the lack of models for separations smaller than ~4 AU (Sect. 3.3). The shortest separation available is 4.2 AU (Table 5), which is angularly resolved by SPICES when the star is closer than 21 pc. For this planet, the upper limit of the detectable radius roughly follows a linear

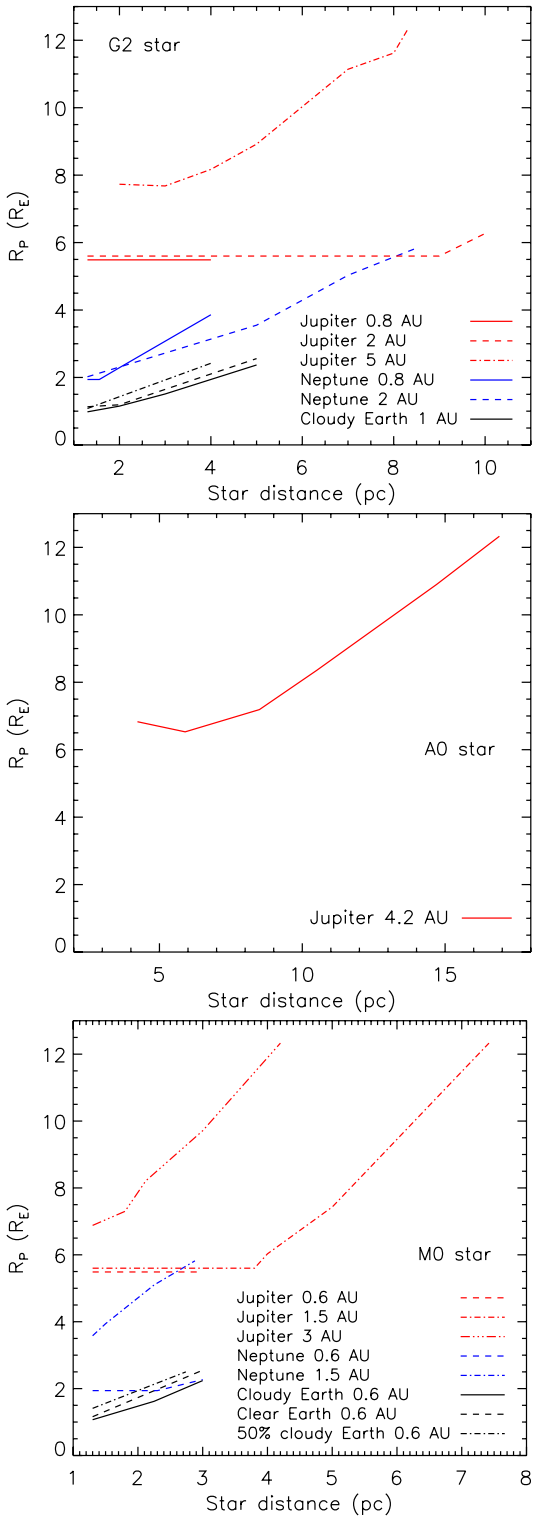

Fig. 20. Minimum radius of model planets for which characterization is possible (see text) for different star types: G2 (*top*), A0 (*middle*) and M0 (*bottom*). We slightly offset for clarity the curves of the 0.8-AU Jupiter (*top*) and 0.6-AU Jupiter (*bottom*). Note that for lack of space, we do not indicate the labels for all Earths in *the top panel*, but they are the same as those of *the bottom panel* except for the planet separation.

Table 8. Maximum star distance at which SPICES resolves the planet separation at the central wavelength of the bandwidth in the case of a M0 host star.

Planet separation (AU)	Star distance (pc)
0.24	1.2
0.3	1.5
0.6	3
1.5	7.5
3	15

law when the star distance increases from 9 to 17 pc. We note that a dozen of A stars are located within the upper limit of the range. For the closest stars, the detector read-out noise impacts the performance.

If we focus on M0 stars (bottom panel), we note that the cloud-free giant planets (0.24 AU, Table 5) are inaccessible due to the IWA (Table 8). For the Jupiters at 0.6 and 1.5 AU (Table 5), we determine that SPICES allows the analysis of the smallest radius up to 3 and 4 pc respectively. The radius upper limit is achieved at ∼7.5 and ∼4 pc for separations of 1.5 and 3 AU respectively. Jupiters at 1.5 AU could be accessible for ∼100 M stars. For the 3-AU Jupiter case, the minimum radius that is detectable decreases as a linear function towards short distances. The minimum radius (0.5−0.6 R_N) is feasible for 0.6-AU Neptunes (water clouds) at distances ≤3 pc. SPICES can also access icy giants as far as 1.5 AU within ∼3 pc (∼10 M stars satisfy this constraint). Finally, telluric planets at 0.3 AU (the luminosity-scaled distance equivalent to 1 AU from a Sun-like star, Table 5) are proven to be difficult to detect with SPICES and only reachable within 1.5 pc (Table 8). However, since M stars are of interest in terms of contrast, we extrapolate the luminosity of the model at 0.3 AU out to 0.6 AU, using a simple inverse square power law. This is obviously not rigorous, as the atmosphere characteristics would change, but it gives a rough estimation for one of the most challenging science cases of the mission. With such an assumption, we find SPICES can characterize telluric planets with radii as small as 1−2 R_E within 3 pc.

Table 9 summarizes SPICES' spectrophotometric performance for all planets and stellar types we considered in terms of star-planet separation (a), star distance (d), and planet radius (R_p) ranges. As explained in Sect. 2.4.1, exoplanetary atmosphere albedo can drastically change with the star-planet separation. The minimum separation at which SPICES can detect a planet thus depends on the coronagraph IWA, the closest observable star for each spectral type and the planetary atmosphere albedo. Because of the lack of atmosphere models for close-in planets, we cannot derive a precise lower limit for the star-planet separation. However, we give a value that corresponds to the IWA limitation for the closest stars. For the star distance range, the lower limit is set to either the distance of the closest star of the considered spectral type, or the distance below which the planet is fainter than the speckle noise. The upper limit is either the maximum distance at which the planet separation is resolved by SPICES, or the distance beyond which the planet is fainter than the photon noise.

6. Conclusions

In this paper, we presented an analysis and an estimation of the performance of SPICES, a small coronagraphic space mission operating in the visible. From numerical simulations of the instrument concept given in Boccaletti et al. (2012), we first determined that the contrast reached by the instrument meets the top-level requirements (∼10^{-9} at 2 λ/D and ∼10^{-10} at 4 λ/D). Then, we analyzed the impact of different sources of noise: detector read-out noise, exo-zodiacal intensity and photon noise considering several stellar types. We confirmed previous analyses that exodisks might be a major limitation for the characterization of faint planets, like Neptunes and super-Earths, because it biases the planet photometry (for disk intensity ≳1 zodi) and adds photon noise (≳a few 10 zodis). Exodisk intensity calibration and target selection will be necessary to reduce this limitation. Using planet models calculated for a Sun-like star and assuming flux conservation, we found that the brightest stars (types AF) would not be the most favorable targets for SPICES. For instance, only planets with clear atmospheres will be detectable around A0 stars within ∼20 pc. On the contrary, stars of types GKM will allow the detection of a large variety of planets as far as ∼12 pc for a G2 star and ∼7.5 pc for a M0 star: cloud-free, water-cloud and ammonia-cloud Jupiters, cloud-free and water-cloud Neptunes and telluric planets. After this general study of contrast performance, we focused on spectrometric abilities on planets around a solar-type star. We defined a criterion on the SNR of the measured spectra to determine if SPICES or an analog space mission could probe several planetary properties by disentangling their spectra (clouds and metallicity for giant planets, cloud and surface coverage for telluric planets). The results are very encouraging since SPICES could characterize the metallicity of Jupiters and Neptunes up to 10 pc and 6 pc respectively for a G2 star. The cloud and surface coverage of a super-Earth orbiting a Sun analog would also be characterized for systems closer than 5 pc. For A0 stars, the instrument could study the metallicity of cloud-free Jupiters closer than 17 pc. For M0 stars, cloudy Jupiters and Neptunes would be accessible at distances ≤7.5 pc and ≤3 pc respectively, and super-Earths at distances ≤3 pc. These results would give a potential target list of ∼300 stars. We also estimated the minimum radius for the planets SPICES could detect.

We emphasize that our study is also useful for other space coronagraph studies currently under development (Sect. 1). Indeed, as far as the authors of this paper are aware of, no study has investigated in detail the spectrophotometric abilities of such missions to retrieve physical parameters of realistic planet spectra. An important point we noted during our study is the need for grids of planetary spectra, as it has been done for NIR planet-finders on 8−10 m telescopes (e.g., Chabrier et al. 2000; Baraffe et al. 2003; Burrows et al. 2006; Fortney et al. 2008). For self-luminous planets, the problem is a bit simplified with respect to mature planets, because the emergent spectrum is independent of the separation from the star and the stellar irradiation for separations ≳1 AU. Reflected spectral models are usually limited to solar-type stars and are derived for a few points of the planet parameter space (mass, separation, metallicity, age). To thoroughly estimate instrument performance, we will need spectra for large ranges of planet types (gas and ice giants, and super-Earths), separations, stellar types, etc.

In this paper, we also consider areas for future work that will refine our results. We will include Fresnel propagation in our instrument model to study the impact of out-of pupil aberrations on the performance. Phase and amplitude aberrations will evolve with the wavelength. Their calibration will be as good as they currently are, because our focal plane wavefront sensor can estimate both phase and amplitude aberrations in each channel of the IFS independently. The DM correction may be slightly degraded and an optimization of the design may be required to reach a contrast of 10^{-10}. We also plan to study the

Table 9. SPICES performance summary for exoplanet spectroscopic characterization.

Planet	Probed property	Stellar type A0	Stellar type G2	Stellar type M0	Sections
Jupiter	Rayleigh scattering	1 AU $\leq a \leq$ 4.2 AU 5 pc $\leq d \leq$ 17 pc 0.5 $R_J \leq R_p \leq$ 1.1 R_J	0.25 AU $\leq a \leq$ 0.8 AU 1.3 pc $\leq d \leq$ 4 pc 0.5 $R_J \leq R_p \leq$ 1.1 R_J	–	2.4.1, 4.2, and 5
	Solar metallicity 1x/3x	1 AU $\leq a \leq$ 4.2 AU 5 pc $\leq d \leq$ 17 pc 0.6 $R_J \leq R_p \leq$ 1.1 R_J	0.25 AU $\leq a \leq$ 5 AU 1.3 pc $\leq d \leq$ 10 pc 0.5 $R_J \leq R_p \leq$ 1.1 R_J	0.25 AU $\leq a \leq$ 3 AU 1.3 pc $\leq d \leq$ 7.5 pc 0.5 $R_J \leq R_p \leq$ 1.1 R_J	
Neptune	Rayleigh scattering	–	0.25 AU $\leq a \leq$ 0.8 AU 1.3 pc $\leq d \leq$ 4 pc 0.5 $R_N \leq R_p \leq$ 1.5 R_N	–	2.4.1, 4.3, and 5
	Solar metallicity 10x/30x	–	0.25 AU $\leq a \leq$ 2 AU 1.3 pc $\leq d \leq$ 8.5 pc 0.5 $R_N \leq R_p \leq$ 1.5 R_N	0.25 AU $\leq a \leq$ 1.5 AU 1.3 pc $\leq d \leq$ 3 pc 0.5 $R_N \leq R_p \leq$ 1.5 R_N	
Earth	Cloud coverage 0/50/100%	–	0.25 AU $\leq a \leq$ 1 AU 1.3 pc $\leq d \leq$ 5 pc 1 $R_E \leq R_p \leq$ 2.5 R_E	0.25 AU $\leq a \leq$ 0.6 AU 1.3 pc $\leq d \leq$ 3 pc 1.1 $R_E \leq R_p \leq$ 2.5 R_E	2.4.2, 4.4, and 5
	Forest coverage 0/50/100% clouds = 0%	–	0.25 AU $\leq a \leq$ 1 AU 1.3 pc $\leq d \leq$ 5 pc 1.1 $R_E \leq R_p \leq$ 2.5 R_E	0.25 AU $\leq a \leq$ 0.6 AU 1.3 pc $\leq d \leq$ 3 pc 1.2 $R_E \leq R_p \leq$ 2.5 R_E	
	Forest coverage 0/50/100% clouds = 50%	–	0.25 AU $\leq a \leq$ 1 AU 1.3 pc $\leq d \leq$ 4 pc 1.1 $R_E \leq R_p \leq$ 2.5 R_E	0.25 AU $\leq a \leq$ 0.6 AU 1.3 pc $\leq d \leq$ 2.8 pc 1.4 $R_E \leq R_p \leq$ 2.5 R_E	

Notes. We strongly encourage the reader to refer to the rest of the paper to access the assumptions and the detail of the studies.

polarimetric performance of SPICES, as we expect that the combination of flux and polarization measurements can remove degeneracies that arise when retrieving planet properties from flux measurements alone. Circumstellar disks are another science case to study (dust distribution, rings, planet gaps). Finally, another point of great interest would be to apply the methods we used here to a larger telescope like the Terrestrial Planet Finder Coronagraph (Levine et al. 2009). Indeed, one of the main results of our work is that the optimal targets of SPICES would be at separations of ~0.8−2 AU, because of the drastic decrease of the reflected flux. For these cases, the performance is limited by the angular resolution of the telescope and not the photon noise. The choice of the telescope diameter was anterior to this study and resulted from a trade-off between the science objectives and the budget allocated to a medium-class mission. We now consider to submit a larger (2.5−3 m) instrument as a large-class mission when a call for proposals will be issued. Besides these considerations, such a telescope will access a larger volume of target stars and will be less sensitive to zodiacal and exozodiacal contributions for planet spectra measurement (Traub & Oppenheimer 2010).

Acknowledgements. The authors wish to thank the SPICES team members for their work in the definition of the science cases and the instrument concept. We also thank the referee for his/her constructive comments on the manuscript. This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. A.-L.M. is supported through a doctoral fellowship from the Ministère de l'Éducation Nationale, de la Recherche et de la Technologie.

References

Alibert, Y., Mordasini, C., & Benz, W. 2011, A&A, 526, A63
Antichi, J., Dohlen, K., Gratton, R. G., et al. 2009, ApJ, 695, 1042
Arnold, L., Gillet, S., Lardière, O., Riaud, P., & Schneider, J. 2002, A&A, 392, 231
Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, A&A, 402, 701
Baraffe, I., Chabrier, G., & Barman, T. 2008, A&A, 482, 315
Batalha, N. M., Borucki, W. J., Bryson, S. T., et al. 2011, ApJ, 729, 27
Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2006, in Direct Imaging of Exoplanets: Science & Techniques, ed. C. Aime, & F. Vakili, IAU Colloq., 200, 553
Belikov, R., Pluzhnik, E., Connelley, M. S., et al. 2010, SPIE Conf. Ser., 7731, 77312D
Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, SPIE Conf. Ser., 7014, 701418
Boccaletti, A., Schneider, J., Traub, W. A., et al. 2012, Exp. Astron., in press [arXiv:1203.0507]
Bordé, P. J., & Traub, W. A. 2006, ApJ, 638, 488
Borucki, W. J., Koch, D. G., Batalha, N., et al. 2012, ApJ, 745, 120
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., & Hubeny, I. 2006, ApJ, 640, 1063
Cahoy, K., Guyon, O., Schneider, G., et al. 2009, SPIE Conf. Ser., 7440, 74400G
Cahoy, K. L., Marley, M. S., & Fortney, J. J. 2010, ApJ, 724, 189
Casertano, S., Lattanzi, M. G., Sozzetti, A., et al. 2008, A&A, 482, 699
Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, ApJ, 542, 464
Charbonneau, D., Berta, Z. K., Irwin, J., et al. 2009, Nature, 462, 891
Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2005, A&A, 438, L25
Clampin, M. 2010, in Pathways Towards Habitable Planets, ed. V. Coudé du Foresto, D. M. Gelino, & I. Ribas, ASP Conf. Ser., 430, 167
Coudé du Foresto, V., Absil, O., Beaulieu, J.-P., et al. 2010, Blue Dots report, http://www.blue-dots.net
Des Marais, D. J., Harwit, M. O., Jucks, K. W., et al. 2002, Astrobiology, 2, 153
Enya, K., Kotani, T., Haze, K., et al. 2011, AdSpR, 48, 323
Esposito, S., Riccardi, A., Fini, L., et al. 2010, SPIE Conf. Ser., 7736, 773609
Fortney, J. J., Marley, M. S., & Barnes, J. W. 2007, ApJ, 659, 1661
Fortney, J. J., Marley, M. S., Saumon, D., & Lodders, K. 2008, ApJ, 683, 1104
Fortney, J. J., Baraffe, I., & Militzer, B. 2010, in Exoplanets, ed. S. Seager (Tucson, AZ: University of Arizona Press), 397
Galicher, R. 2009, Ph.D. Thesis, University Denis Diderot Paris 7
Galicher, R., Baudoz, P., & Rousset, G. 2008, A&A, 488, L9
Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., Totems, J., & Mas, M. 2010, A&A, 509, A31
Giavalisco, M., Sahu, K., & Bohlin, R. C. 2002, New Estimates of the Sky Background for the HST Exposure Time Calculator, STScI Instrument Science Report WFC3-ISR 2002 – 02
Grasset, O., Schneider, J., & Sotin, C. 2009, ApJ, 693, 722
Guyon, O., Pluzhnik, E., Martinache, F., et al. 2010a, PASP, 122, 71
Guyon, O., Shaklan, S., Levine, M., et al. 2010b, SPIE Conf. Ser., 7731, 773129

Hatzes, A., Boccaletti, A., Dvorak, R., et al. 2010, Exoplanet Research Advisory Team Report, http://sci.esa.int/eprat
Hinkley, S., Oppenheimer, B. R., Zimmerman, N., et al. 2011, PASP, 123, 74
Hodapp, K. W., Suzuki, R., Tamura, M., et al. 2008, SPIE Conf. Ser., 7014, 701419
Huang, L., Rao, C., & Jiang, W. 2008, Opt. Express, 16, 108
Janson, M., Bergfors, C., Goto, M., Brandner, W., & Lafrenière, D. 2010, ApJ, 710, L35
Janson, M., Carson, J. C., Lafrenière, D., et al. 2012, ApJ, 747, 116
Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, Science, 322, 1345
Kasper, M., Beuzit, J.-L., Verinaud, C., et al. 2010, SPIE Conf. Ser., 7735, 77352E
Kiang, N. Y., Segura, A., Tinetti, G., et al. 2007, Astrobiology, 7, 252
Krist, J. E. 2007, SPIE Conf. Ser., 6675, 66750P
Kuchner, M. J. 2004, ApJ, 612, 1147
Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009, A&A, 493, L21
Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, Science, 329, 57
Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., et al. 2009, A&A, 506, 287
Levine, M., Lisman, D., Shaklan, S., et al. 2009, TPF-C Flight Baseline Concept [arXiv:0911.3200]
Lunine, J. I., Fischer, D., Hammel, H., et al. 2008, Astrobiology, 8, 875
Macintosh, B., Troy, M., Doyon, R., et al. 2006, SPIE Conf. Ser., 6272, 62720N
Macintosh, B. A., Graham, J. R., Palmer, D. W., et al. 2008, SPIE Conf. Ser., 7015, 701518
Marcy, G., Butler, R. P., Fischer, D., et al. 2005, PThPS, 158, 24
Marley, M. S., Gelino, C., Stephens, D., Lunine, J. I., & Freedman, R. 1999, ApJ, 513, 879
Marois, C., Phillion, D. W., & Macintosh, B. 2006, SPIE Conf. Ser., 6269, 62693M
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., Riaud, P., Absil, O., & Surdej, J. 2005, ApJ, 633, 1191
Mawet, D., Pueyo, L., Moody, D., Krist, J., & Serabyn, E. 2010, SPIE Conf. Ser., 7739, 773914
Mayor, M., & Queloz, D. 1995, Nature, 378, 355
Mayor, M., Marmier, M., Lovis, C., et al. 2011, A&A, submitted
Mohanty, S., Jayawardhana, R., Huélamo, N., & Mamajek, E. 2007, ApJ, 657, 1064
Montañés-Rodriguez, P., Pallé, E., Goode, P. R., Hickey, J., & Koonin, S. E. 2005, ApJ, 629, 1175
Neuhäuser, R., Guenther, E. W., Wuchterl, G., et al. 2005, A&A, 435, L13
Patience, J., King, R. R., de Rosa, R. J., & Marois, C. 2010, A&A, 517, A76
Robberto, M. 2009, NIRCAM Optimal Readout Modes, Tech. Rep. JWST-STScI-001721
Schneider, J., Boccaletti, A., Aylward, A., et al. 2008 [arXiv:0811.2496]
Schneider, J., Boccaletti, A., Mawet, D., et al. 2009, Exp. Astron., 23, 357
Schneider, J., Dedieu, C., Le Sidaner, P., Savalle, R., & Zolotukhin, I. 2011, A&A, 532, A79
Seager, S., & Deming, D. 2010, ARA&A, 48, 631
Seager, S., Turner, E. L., Schafer, J., & Ford, E. B. 2005, Astrobiology, 5, 372
Serabyn, E., Mawet, D., & Burruss, R. 2010, Nature, 464, 1018
Serabyn, E., Mawet, D., Wallace, J. K., et al. 2011, SPIE Conf. Ser., 8146, 81460L
Shaklan, S. B., & Green, J. J. 2006, ApOpt, 45, 5143
Smith, D. R., Walton, D. M., Ingley, R., et al. 2006, SPIE Conf. Ser., 6276, 62760K
Soummer, R., Pueyo, L., Sivaramakrishnan, A., & Vanderbei, R. J. 2007, Opt. Expr., 15, 15935
Sparks, W. B., & Ford, H. C. 2002, ApJ, 578, 543
Stam, D. M. 2008, A&A, 482, 989
Stam, D. M., Hovenier, J. W., & Waters, L. B. F. M. 2004, A&A, 428, 663
Traub, W. A. 2003, in Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets, ed. D. Deming, & S. Seager, ASP Conf. Ser., 294, 595
Traub, W. A., & Oppenheimer, B. R. 2010, in Exoplanets, ed. S. Seager (Tucson, AZ: University of Arizona Press), 111
Trauger, J. T., & Traub, W. A. 2007, Nature, 446, 771
Trauger, J., Stapelfeldt, K., Traub, W., et al. 2010, SPIE Conf. Ser., 7731, 773128
Udry, S., & Santos, N. C. 2007, ARA&A, 45, 397
Wolstencroft, R. D., & Raven, J. A. 2002, Icarus, 157, 535
Woolf, N. J., Smith, P. S., Traub, W. A., & Jucks, K. W. 2002, ApJ, 574, 430

Bibliographie

Alibert, Y., Mordasini, C., & Benz, W. 2004, A&A, 417, L25

Alibert, Y., Mordasini, C., Benz, W., & Winisdoerffer, C. 2005, A&A, 434, 343

Allard, F., Guillot, T., Ludwig, H.-G., et al. 2003, in IAU Symposium, Vol. 211, Brown Dwarfs, ed. E. Martín, 325

Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, ApJ, 556, 357

Allard, F., Homeier, D., & Freytag, B. 2011, in Astronomical Society of the Pacific (ASP) Conf. Series, ed. C. Johns-Krull, M. K. Browning, & A. A. West, Vol. 448, 91

Allen, C. W. 1976, Astrophysical Quantities (London, UK : Athlone Press)

Antichi, J., Dohlen, K., Gratton, R. G., et al. 2009, ApJ, 695, 1042

Arnold, L., Gillet, S., Lardière, O., Riaud, P., & Schneider, J. 2002, A&A, 392, 231

Augereau, J.-C., Nelson, R. P., Lagrange, A.-M., Papaloizou, J. C. B., & Mouillet, D. 2001, A&A, 370, 447

Babcock, H. W. 1953, PASP, 65, 229

Bacon, R., Adam, G., Baranne, A., et al. 1995, A&AS, 113, 347

Baglin, A., Auvergne, M., Boisnard, L., et al. 2006, in COSPAR Scientific Assembly, Vol. 36, 3749

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

Batalha, N. M., Borucki, W. J., Bryson, S. T., et al. 2011, ApJ, 729, 27

Batalha, N. M., Rowe, J. F., Bryson, S. T., et al. 2012, ApJS, soumis [arXiv :1202.5852]

Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2006, in IAU Colloquium, Vol. 200, Direct Imaging of Exoplanets : Science & Techniques, ed. C. Aime & F. Vakili, 553

Baudoz, P., Mas, M., Galicher, R., et al. 2012, in Adaptive Optics for ELT II, `http://ao4elt2.lesia.obspm.fr`

Baudoz, P., Rabbia, Y., & Gay, J. 2000, A&AS, 141, 319

Beaulieu, J.-P., Bennett, D. P., Fouqué, P., et al. 2006, Nature, 439, 437

Belikov, R., Pluzhnik, E., Connelley, M. S., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conf. Series, ed. J. M. Oschmann Jr, M. C. Clampin, & H. A. MacEwen, Vol. 7731, 77312D

Benedict, G. F., McArthur, B. E., Forveille, T., et al. 2002, ApJL, 581, L115

Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in SPIE Conf. Series, ed. I. S. McLean & M. M. Casali, Vol. 7014, 701418

Beuzit, J.-L., Feldt, M., Mouillet, D., et al. 2012, in SPIE Conf. Series, ed. I. S. McLean, S. K. Ramsay, & H. Takami, Vol. 8446

Biller, B. A., Close, L. M., Masciadri, E., et al. 2007, ApJS, 173, 143

Boccaletti, A., Baudoz, P., Baudrand, J., Reess, J. M., & Rouan, D. 2005, AdSpR, 36, 1099

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

Boccaletti, A., Riaud, P., & Rouan, D. 2002, PASP, 114, 132

Boccaletti, A., Schneider, J., Traub, W., et al. 2012, Exp. Astron., 34, 355

Boisse, I., Bouchy, F., Hébrard, G., et al. 2011, A&A, 528, A4

Boley, A. C. 2009, ApJL, 695, L53

Bonavita, M., Chauvin, G., Desidera, S., et al. 2012, A&A, 537, A67

Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2011, A&A, soumis [arXiv :1111.5019]

Bonnefoy, M., Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., et al. 2011, A&A, 528, L15

Bordé, P. J. & Traub, W. A. 2006, ApJ, 638, 488

Borucki, W., Koch, D., Batalha, N., et al. 2009, in IAU Symposium, Vol. 253, 289–299

Boss, A. P. 1997, Science, 276, 1836

Boss, A. P. 2011, ApJ, 731, 74

Bowler, B. P., Liu, M. C., Dupuy, T. J., & Cushing, M. C. 2010, ApJ, 723, 850

Bracewell, R. N. 1978, Nature, 274, 780

Brandl, B. R., Lenzen, R., Pantin, E., et al. 2008, in SPIE Conf. Series, ed. I. S. McLean & M. M. Casali, Vol. 7014

Buenzli, E., Thalmann, C., Vigan, A., et al. 2010, A&A, 524, L1

Burrows, A., Hubbard, W., Lunine, J., & Liebert, J. 2001, Reviews of Modern Physics, 73, 719

Burrows, A., Marley, M., Hubbard, W. B., et al. 1997, ApJ, 491, 856

Burrows, A., Sudarsky, D., & Hubeny, I. 2004, ApJ, 609, 407

Burrows, A., Sudarsky, D., & Hubeny, I. 2006, ApJ, 640, 1063

Burrows, A., Sudarsky, D., & Lunine, J. I. 2003, ApJ, 596, 587

Butler, R. P., Vogt, S. S., Marcy, G. W., et al. 2004, ApJ, 617, 580

Cahoy, K., Guyon, O., Schneider, G., et al. 2009, in SPIE Conf. Series, ed. S. B. Shaklan, Vol. 7440, 74400G

Cahoy, K. L., Marley, M. S., & Fortney, J. J. 2010, ApJ, 724, 189

Casertano, S., Lattanzi, M. G., Sozzetti, A., et al. 2008, A&A, 482, 699

Cash, W. 2006, Nature, 442, 51

Cash, W., Kendrick, S., Noecker, C., et al. 2009, in SPIE Conf. Series, ed. H. A. MacEwen & J. B. Breckinridge, Vol. 7436, 743606

Cassan, A., Kubas, D., Beaulieu, J.-P., et al. 2012, Nature, 481, 167

Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., & Rouan, D. 2006, A&A, 447, 397

Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, ApJ, 542, 464

Chabrier, G., Baraffe, I., Selsis, F., et al. 2007, Protostars and Planets V, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson, AZ : University of Arizona Press), 623–638

Charbonneau, D., Allen, L. E., Megeath, S. T., et al. 2005, ApJ, 626, 523

Charbonneau, D., Berta, Z. K., Irwin, J., et al. 2009, Nature, 462, 891

Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000, ApJL, 529, L45

Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. 2002, ApJ, 568, 377

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., Dumas, C., et al. 2005a, A&A, 438, L25

Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Zuckerman, B., et al. 2005b, A&A, 438, L29

Clampin, M. 2010, in ASP Conf. Series, Vol. 430, Pathways Towards Habitable Planets, ed. V. Coudé du Foresto, D. M. Gelino, & I. Ribas, 167

Clampin, M., Krist, J. E., Ardila, D. R., et al. 2003, AJ, 126, 385

Clampin, M. & Lyon, R. 2010, in ASP Conf. Series, Vol. 430, Pathways Towards Habitable Planets, ed. V. Coudé du Foresto, D. M. Gelino, & I. Ribas, 383

Cochran, W. D., Hatzes, A. P., Butler, R. P., & Marcy, G. W. 1997, ApJ, 483, 457

Cockell, C. S., Herbst, T., Léger, A., et al. 2009, Exp. Astron., 23, 435

Codona, J. L. & Angel, R. 2004, ApJL, 604, L117

Correia, A. C. M., Udry, S., Mayor, M., et al. 2005, A&A, 440, 751

Coudé du Foresto, V., Absil, O., Beaulieu, J.-P., et al. 2010, Blue Dots report, `http://www.blue-dots.net`

Crida, A., Masset, F., & Morbidelli, A. 2009, ApJL, 705, L148

Cumming, A., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2008, PASP, 120, 531

Delplancke, F. 2008, NewAR, 52, 199

Deming, D., Seager, S., Richardson, L. J., & Harrington, J. 2005, Nature, 434, 740

Des Marais, D. J., Harwit, M. O., Jucks, K. W., et al. 2002, Astrobiology, 2, 153

Doyle, L. R., Carter, J. A., Fabrycky, D. C., et al. 2011, Science, 333, 1602

Eisner, J. A., Akeson, R., Colavita, M., et al. 2010, in SPIE Conf. Series, ed. W. C. Danchi, F. Delplancke, & J. K. Rajagopal, Vol. 7734, 773411

Enya, K., Kotani, T., Haze, K., et al. 2011, AdSpR, 48, 323

Esposito, S., Mesa, D., Skemer, A., et al. 2012, A&A, accepté [arXiv :1203.2735]

Fixsen, D. J., Offenberg, J. D., Hanisch, R. J., et al. 2000, PASP, 112, 1350

Fortney, J., Marley, M., Saumon, D., & Lodders, K. 2008, ApJ, 683, 1104

Fortney, J. J., Baraffe, I., & Militzer, B. 2010, Exoplanets, ed. S. Seager (Tucson, AZ : University of Arizona Press), 397–418 [arXiv :0911.3154]

Fortney, J. J., Marley, M. S., & Barnes, J. W. 2007, ApJ, 659, 1661

Fouchet, L., Gonzalez, J.-F., & Maddison, S. T. 2010, A&A, 518, A16

Fried, D. L. 1966, Journal of the Optical Society of America (1917-1983), 56, 1372

Galicher, R. 2009, Thèse de Doctorat, Université Denis Diderot Paris 7 [tel-00436293]

Galicher, R., Baudoz, P., & Rousset, G. 2008, A&A, 488, L9

Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., Totems, J., & Mas, M. 2010, A&A, 509, A31

Gatewood, G. & Eichhorn, H. 1973, AJ, 78, 769

Giavalisco, M., Sahu, K., & Bohlin, R. C. 2002, New Estimates of the Sky Background for the HST Exposure Time Calculator, STScI Instrument Science Report WFC3-ISR 2002-12

Give'on, A., Kern, B., Shaklan, S., Moody, D. C., & Pueyo, L. 2007, in SPIE Conf. Series, ed. R. K. Tyson & M. Lloyd-Hart, Vol. 6691, 66910A

Grasset, O., Schneider, J., & Sotin, C. 2009, ApJ, 693, 722

Gray, D. F. 1997, Nature, 385, 795

Gray, D. F. 1998, Nature, 391, 153

Guyon, O. 2003, A&A, 404, 379

Guyon, O. 2004, ApJ, 615, 562

Guyon, O., Pluzhnik, E., Martinache, F., et al. 2010a, PASP, 122, 71

Guyon, O., Pluzhnik, E. A., Kuchner, M. J., Collins, B., & Ridgway, S. T. 2006, ApJS, 167, 81

Guyon, O., Shaklan, S., Levine, M., et al. 2010b, in SPIE Conf. Series, ed. J. M. Oschmann Jr, M. C. Clampin, & H. A. MacEwen, Vol. 7731, 773129

Haisch, Jr., K. E., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, ApJL, 553, L153

Hansen, B. M. S. & Murray, N. 2012, ApJ, 751, 158

Hatzes, A., Boccaletti, A., Dvorak, R., et al. 2010, Exoplanet Research Advisory Team Report, `http://sci.esa.int/eprat`

Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2000, ApJL, 529, L41

Hinkley, S., Oppenheimer, B. R., Zimmerman, N., et al. 2011, PASP, 123, 74

Hodapp, K. W., Suzuki, R., Tamura, M., et al. 2008, in SPIE Conf. Series, ed. I. S. McLean & M. M. Casali, Vol. 7014, 701419

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

Huang, L., Rao, C., & Jiang, W. 2008, Opt. Express, 16, 108

Huélamo, N., Lacour, S., Tuthill, P., et al. 2011, A&A, 528, L7

Ida, S. & Lin, D. N. C. 2004, ApJ, 604, 388

Jacob, W. S. 1855, MNRAS, 15, 228

Jacquinot, P. & Roizen-Dossier, B. 1964, Progress in Optics, 3, 29

Janson, M., Bergfors, C., Goto, M., Brandner, W., & Lafrenière, D. 2010, ApJL, 710, L35

Janson, M., Carson, J. C., Lafrenière, D., et al. 2012, ApJ, 747, 116

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. & Jewitt, D. 1995, AJ, 110, 794

Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., Spergel, D. N., & Littman, M. G. 2003, ApJ, 582, 1147

Kasper, M., Beuzit, J.-L., Verinaud, C., et al. 2010, in SPIE Conf. Series, ed. I. S. McLean, S. K. Ramsay, & H. Takami, Vol. 7735, 77352E

Kemp, J. C., Henson, G. D., Steiner, C. T., & Powell, E. R. 1987, Nature, 326, 270

Kervella, P., Verhoelst, T., Ridgway, S. T., et al. 2009, A&A, 504, 115

Kiang, N. Y., Segura, A., Tinetti, G., et al. 2007, Astrobiology, 7, 252

Koechlin, L., D., S., & P., D. 2005, A&A, 443, 709

Krist, J. E. 2007, in SPIE Conf. Series, ed. M. A. Kahan, Vol. 6675, 66750P

Krist, J. E. & Burrows, C. J. 1995, ApOpt, 34, 4951

Kuchner, M. J. 2004, ApJ, 612, 1147

Kuchner, M. J. & Traub, W. A. 2002, ApJ, 570, 900

Kuhn, J. R., Potter, D., & Parise, B. 2001, ApJL, 553, L189

Lafrenière, D., Doyon, R., Marois, C., et al. 2007b, ApJ, 670, 1367

Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., & Barman, T. 2009, ApJL, 694, L148

Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007a, ApJ, 660, 770

Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010b, Science, 329, 57

Lagrange, A.-M., De Bondt, K., Meunier, N., et al. 2012a, A&A, 542, A18

Lagrange, A.-M., Desort, M., & Meunier, N. 2010a, A&A, 512, A38

Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009, A&A, 493, L21

Lagrange, A.-M., Milli, J., Boccaletti, A., et al. 2012b, A&A, à paraître [arXiv :1207.1987]

Lawson, P. R., Traub, W. A., & Unwin, S. C., eds. 2009, Exoplanet Community Report (JPL Publication), `http://exep.jpl.nasa.gov/exep_exfCommunityReport.cfm`

Leconte, J., Soummer, R., Hinkley, S., et al. 2010, ApJ, 716, 1551

Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., et al. 2009, A&A, 506, 287

Lenzen, R., Close, L., Brandner, W., Biller, B., & Hartung, M. 2004, in SPIE Conf. Series, ed. A. F. M. Moorwood & M. Iye, Vol. 5492, 970–977

Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in SPIE Conf. Series, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, Vol. 4841, 944–952

Levine, M., Lisman, D., Shaklan, S., et al. 2009, TPF-C Flight Baseline Concept [arXiv :0911.3200]

Liu, M. C., Wahhaj, Z., Biller, B. A., et al. 2010, in SPIE Conf. Series, ed. B. L. Ellerbroek, M. Hart, N. Hubin, & P. L. Wizinowich, Vol. 7736, 77361K

Lunine, J. I., Fischer, D., Hammel, H., et al. 2008, Worlds Beyond : A Strategy for the Detection and Characterization of Exoplanets [arXiv :0808.2754]

Lunine, J. I., O'Brien, D. P., Raymond, S. N., et al. 2011, Advanced Science Letters, 4, 325

Lyot, B. 1932, Zeitschrift für Astrophysik, 5, 73

Macintosh, B., Graham, J., Palmer, D., et al. 2008, in SPIE Conf. Series, ed. N. Hubin, C. E. Max, & P. L. Wizinowich, Vol. 7015, 701518

Macintosh, B., Troy, M., Doyon, R., et al. 2006, in SPIE Conf. Series, ed. B. L. Ellerbroek & D. B. Calia, Vol. 6272, 62720N

Maire, A.-L., Galicher, R., Boccaletti, A., et al. 2012, A&A, 541, A83

Maire, A.-L., Galicher, R., Boccaletti, A., Schneider, J., & Baudoz, P. 2010, in SF2A-2010 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, ed. S. Boissier, M. Heydari-Malayeri, R. Samadi, & D. Valls-Gabaud, 81

Malbet, F., Yu, J. W., & Shao, M. 1995, PASP, 107, 386

Mamajek, E. E. 2012, ApJL, 754, L20

Marchis, F., Descamps, P., Hestroffer, D., & Berthier, J. 2005, Nature, 436, 822

Marcy, G. W. & Butler, R. P. 1996, ApJL, 464, L147

Marley, M. S., Fortney, J. J., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. 2007, ApJ, 655, 541

Marley, M. S., Gelino, C., Stephens, D., Lunine, J. I., & Freedman, R. 1999, ApJ, 513, 879

Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006a, ApJ, 641, 556

Marois, C., Lafrenière, D., Macintosh, B., & Doyon, R. 2008a, ApJ, 673, 647

Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008b, Science, 322, 1348

Marois, C., Macintosh, B., & Véran, J.-P. 2010a, in SPIE Conf. Series, ed. B. L. Ellerbroek, M. Hart, N. Hubin, & P. L. Wizinowich, Vol. 7736, 77361J

Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q., Macintosh, B., & Barman, T. 2010b, Nature, 468, 1080

Martin, S., Ksendzov, A., Lay, O., Peters, R. D., & Scharf, D. P. 2011, in SPIE Conf. Series, ed. S. Shaklan, Vol. 8151, 81510D

Matsuo, T., Fukagawa, M., Kotani, T., et al. 2011, AdSpR, 47, 1455

Mawet, D., Murakami, N., Delacroix, C., et al. 2011, in SPIE Conf. Series, ed. S. Shaklan, Vol. 8151, 815108

Mawet, D., Pueyo, L., Moody, D., Krist, J., & Serabyn, E. 2010a, in SPIE Conf. Series, ed. E. Atad-Ettedgui & D. Lemke, Vol. 7739, 773914

Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., & Surdej, J. 2005, ApJ, 633, 1191

Mawet, D., Serabyn, E., Liewer, K., et al. 2010b, ApJ, 709, 53

Mawet, D., Serabyn, E., Liewer, K., et al. 2009, Opt. Express, 17, 1902

Mayor, M., Marmier, M., Lovis, C., et al. 2011, A&A, soumis [arXiv :1109.2497]

Mayor, M. & Queloz, D. 1995, Nature, 378, 355

McArthur, B. E., Endl, M., Cochran, W. D., et al. 2004, ApJL, 614, L81

McLean, I. S. 1997, Electronic imaging in Astronomy : Detectors and Instrumentation (Chichester, UK : Wiley)

McNeil, D. S. & Nelson, R. P. 2010, MNRAS, 401, 1691

Mesa, D., Gratton, R., Berton, A., et al. 2011, A&A, 529, A131

Meunier, N., Desort, M., & Lagrange, A.-M. 2010, A&A, 512, A39

Moffat, A. F. J. 1969, A&A, 3, 455

Mohanty, S., Jayawardhana, R., Huélamo, N., & Mamajek, E. 2007, ApJ, 657, 1064

Montañés-Rodriguez, P., Pallé, E., Goode, P., Hickey, J., & Koonin, S. 2005, ApJ, 629, 1175

Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A.-M. 1997, MNRAS, 292, 896

Moulton, F. R. 1899, AJ, 20, 33

Moutou, C. & Pont, F. 2006, Formation planétaire et exoplanètes, ed. J.-L. Halbwachs, D. Égret, & J.-M. Hameury, 55–79

Nakajima, T., Durrance, S. T., Golimowski, D. A., & Kulkarni, S. R. 1994, ApJ, 428, 797

Neuhäuser, R., Guenther, E. W., Wuchterl, G., et al. 2005, A&A, 435, L13

Nisenson, P. & Papaliolios, C. 2001, ApJL, 548, L201

Ollivier, M., Roques, F., Casoli, F., Encrenaz, T., & Selsis, F. 2009, Planetary Systems : Detection, Formation and Habitability of Extrasolar Planets (Springer-Verlag Berlin Heidelberg)

Patience, J., King, R. R., de Rosa, R. J., & Marois, C. 2010, A&A, 517, A76

Pepe, F., Correia, A. C. M., Mayor, M., et al. 2007, A&A, 462, 769

Pepe, F., Lovis, C., Ségransan, D., et al. 2011, A&A, 534, A58

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

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

Quirrenbach, A. 2005, ArXiv e-prints [arXiv :astro-ph/0502254]

Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, PASP, 111, 587

Rayleigh, L. 1881, Philosophical Magazine, 11, 196

Raymond, S. N., Barnes, R., & Mandell, A. M. 2008, MNRAS, 384, 663

Rivera, E. J., Lissauer, J. J., Butler, R. P., et al. 2005, ApJ, 634, 625

Robberto, M. 2009, NIRCAM Optimal Readout Modes, Tech. Rep. JWST-STScI-001721, http://www.stsci.edu/jwst/instruments/nircam/docarchive

Roddier, F. & Roddier, C. 1997, PASP, 109, 815

Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, PASP, 112, 1479

Rousset, G., Fontanella, J. C., Kern, P., Gigan, P., & Rigaut, F. 1990, A&A, 230, L29

Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in SPIE Conf. Series, ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, Vol. 4839, 140–149

Schneider, G., Silverstone, M. D., & Hines, D. C. 2005, ApJL, 629, L117

Schneider, G., Thompson, R. I., Smith, B. A., & Terrile, R. J. 1998, in SPIE Conf. Series, ed. P. Y. Bely & J. B. Breckinridge, Vol. 3356, 222–233

Schneider, J., Boccaletti, A., Aylward, A., et al. 2008, ArXiv e-prints [arXiv :0811.2496]

Schneider, J., Boccaletti, A., Mawet, D., et al. 2009, Exp. Astron., 23, 357

Schneider, J., Dedieu, C., Le Sidaner, P., Savalle, R., & Zolotukhin, I. 2011, A&A, 532, A79

Schödel, R., Ott, T., Genzel, R., et al. 2002, Nature, 419, 694

Seager, S. & Deming, D. 2010, ARA&A, 48, 631

Seager, S., Turner, E. L., Schafer, J., & Ford, E. B. 2005, Astrobiology, 5, 372

See, T. J. J. 1896, AJ, 16, 17

Serabyn, E., Mawet, D., & Burruss, R. 2010, Nature, 464, 1018

Shaklan, S. B. & Green, J. J. 2006, ApOpt, 45, 5143

Shao, M. & Levine, B. M. 2010, in ASP Conf. Series, Vol. 430, Pathways Towards Habitable Planets, ed. V. Coudé du Foresto, D. M. Gelino, & I. Ribas, 368

Sivaramakrishnan, A., Koresko, C. D., Makidon, R. B., Berkefeld, T., & Kuchner, M. J. 2001, ApJ, 552, 397

Skemer, A. J., Hinz, P. M., Esposito, S., et al. 2012, ApJ, 753, 14

Smith, D. R., Walton, D. M., Ingley, R., et al. 2006, in SPIE Conf. Series, ed. D. A. Dorn & A. D. Holland, Vol. 6276, 62760K

Smith, R. & Wyatt, M. C. 2010, A&A, 515, A95

Snik, F. & Keller, C. 2011, en préparation

Soummer, R., Aime, C., & Falloon, P. E. 2003a, A&A, 397, 1161

Soummer, R., Brendan Hagan, J., Pueyo, L., et al. 2011, ApJ, 741, 55

Soummer, R., Dohlen, K., & Aime, C. 2003b, A&A, 403, 369

Soummer, R., Pueyo, L., & Larkin, J. 2012, ApJL, 755, L28

Soummer, R., Pueyo, L., Sivaramakrishnan, A., & Vanderbei, R. J. 2007, Opt. Express, 15, 15935

Sparks, W. B. & Ford, H. C. 2002, ApJ, 578, 543

Stam, D. 2008, A&A, 482, 989

Stam, D. M., Hovenier, J. W., & Waters, L. B. F. M. 2004, A&A, 428, 663

Stark, C. C. & Kuchner, M. J. 2008, ApJ, 686, 637

Struve, O. 1952, The Observatory, 72, 199

Swain, M. R., Deming, D., Vasisht, G., et al. 2009c, in Astro2010 : The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey, 61

Swain, M. R., Tinetti, G., Vasisht, G., et al. 2009a, ApJ, 704, 1616

Swain, M. R., Vasisht, G., & Tinetti, G. 2008, Nature, 452, 329

Swain, M. R., Vasisht, G., Tinetti, G., et al. 2009b, ApJL, 690, L114

Talbot, H. F. 1836, Philosophical Magazine, 9, 401

Tamura, M. 2009, in American Institute of Physics Conf. Series, ed. T. Usuda, M. Tamura, & M. Ishii, Vol. 1158, 11–16

Thatte, N., Abuter, R., Tecza, M., et al. 2007, MNRAS, 378, 1229

Thébault, P. & Augereau, J.-C. 2007, A&A, 472, 169

Tinetti, G., Beaulieu, J. P., Henning, T., et al. 2012, Exp. Astron., 34, 311

Tinetti, G., Cash, W., Glassman, T., et al. 2009, in Astro2010 : The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey, 296

Tinetti, G., Rashby, S., & Yung, Y. L. 2006, ApJL, 644, L129

Tinetti, G., Vidal-Madjar, A., Liang, M., et al. 2007, Nature, 448, 169

Traub, W. A. 2003, in ASP Conf. Series, Vol. 294, Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets, ed. D. Deming & S. Seager, 595–602

Traub, W. A. & Oppenheimer, B. R. 2010, Exoplanets, ed. S. Seager (Tucson, AZ : University of Arizona Press), 111–156

Trauger, J., Stapelfeldt, K., Traub, W., et al. 2010, in SPIE Conf. Series, ed. J. M. Oschmann Jr, M. C. Clampin, & H. A. MacEwen, Vol. 7731, 773128

Trauger, J. T., Burrows, C., Gordon, B., et al. 2004, in SPIE Conf. Series, ed. J. C. Mather, Vol. 5487, 1330–1336

Trauger, J. T. & Traub, W. A. 2007, Nature, 446, 771

Trevors, J. 2012, Theory in Biosciences, à paraître [DOI :10.1007/s12064-012-0157-0]

Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., & Levison, H. F. 2005, Nature, 435, 459

Udalski, A., Jaroszyński, M., Paczyński, B., et al. 2005, ApJL, 628, L109

Udry, S. & Santos, N. C. 2007, ARA&A, 45, 397

Valencia, D., Ikoma, M., Guillot, T., & Nettelmann, N. 2010, A&A, 516, A20

van Belle, G. T., Sahlmann, J., Abuter, R., et al. 2008, The Messenger, 134, 6

van de Kamp, P. 1969, AJ, 74, 757

Veras, D., Crepp, J. R., & Ford, E. B. 2009, ApJ, 696, 1600

Vérinaud, C., Kasper, M., Beuzit, J.-L., et al. 2010, in SPIE Conf. Series, ed. B. L. Ellerbroek, M. Hart, N. Hubin, & P. L. Wizinowich, Vol. 7736, 77361N

Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2003, Nature, 422, 143

Wilken, T., Curto, G. L., Probst, R. A., et al. 2012, Nature, 485, 611

Wolstencroft, R. D. & Raven, J. A. 2002, Icarus, 157, 535

Wolszczan, A. 1994, Science, 264, 538

Wolszczan, A. & Frail, D. A. 1992, Nature, 355, 145

Woolf, N. J., Smith, P. S., Traub, W. A., & Jucks, K. W. 2002, ApJ, 574, 430

Wyatt, M. C. 2006, ApJ, 639, 1153

Wyatt, M. C. 2008, ARA&A, 46, 339

Zuckerman, B., Rhee, J. H., Song, I., & Bessell, M. S. 2011, ApJ, 732, 61

Zuckerman, B. & Song, I. 2004, ARA&A, 42, 685

Résumé

L'imagerie directe est actuellement la seule méthode disponible pour caractériser l'atmosphère des exoplanètes à longue période orbitale ($\gtrsim$1 UA). Cette méthode est difficile à mettre en œuvre parce qu'elle requiert de hauts contrastes à des séparations angulaires très proches (10^6–10^{10} à $\sim$0,2″). Pendant ma thèse, je me suis intéressée à deux instruments : la mission SPICES et l'instrument VLT/NaCo. SPICES (Spectro-Polarimetric Imaging and Characterization of Exoplanetary Systems) est un projet de coronographe spatial qui a pour objectif la caractérisation spectro-polarimétrique d'exoplanètes froides et de disques circumstellaires faibles ($\gtrsim$1 zodi). J'ai déterminé à l'aide de simulations numériques les performances scientifiques de cette mission. Pour une étoile solaire, SPICES pourrait caractériser des Jupiters à des séparations $\leq$5 UA et des distances $\leq$10 pc, des super-Terres à 1–2 UA pour quelques étoiles à moins de 4–5 pc et des Terres autour de α Centauri A. En considérant tous les types stellaires, j'ai estimé un nombre d'étoiles cibles potentielles de $\sim$300. Dans la deuxième partie de ma thèse, j'ai analysé des données d'imagerie coronographique et différentielle angulaire et spectrale de l'instrument NaCo. L'objectif de ce programme d'observation était de chercher des planètes géantes gazeuses aussi froides que 500–1300 K à des séparations de 5–10 UA autour d'un échantillon sélectionné d'étoiles jeunes et proches (<200 Ma, <25 pc). Les limites de détection médiane atteignent des contrastes de $\sim10^{-5}$ à 1″, correspondant à des températures effectives et masses de 1100 K et 10 $M_{\rm J}$. Ces observations permettent de contraindre les propriétés des planètes géantes à longue période orbitale (>5 UA) et complètent les études statistiques basées sur les vitesses radiales.

Mots-clés: exoplanètes, imagerie haute dynamique, coronographie, imagerie différentielle angulaire, imagerie différentielle spectrale.

Abstract

Direct imaging is currently the only available method to characterize the atmosphere of long-period exoplanets ($\gtrsim$1 AU). This technique is difficult to carry out because it requires high contrasts at short angular separations (10^6–10^{10} at $\sim$0,2″). During my PhD thesis, I focused on two instruments : the SPICES mission and the VLT/NaCo instrument. SPICES (Spectro-Polarimetric Imaging and Characterization of Exoplanetary Systems) is a project of space coronagraph which aims to characterize in spectro-polarimetry cold exoplanets and faint circumstellar disks ($\gtrsim$1 zodi). I determined the science performance of the mission using numerical simulations. SPICES could characterize Jupiters at separations $\leq$5 AU and distances $\leq$10 pc, super-Earths at 1–2 AU for a few stars within 4–5 pc and possibly Earths around α Centauri A. Considering all stellar types, I estimated an amount of $\sim$300 potential targets. In the second part of my PhD thesis, I analyzed images taken in coronagraphic and differential imaging modes of the NaCo instrument. The objective was to search for gas giant planets as cool as 500–1300 K at separations of 5–10 AU around a selected sample of young and nearby stars (<200 Myr, <25 pc). Median detection limits give contrasts of $\sim10^{-5}$ at 1″, corresponding to effective temperatures and masses of 1100 K and 10 $M_{\rm J}$, and complement statistical studies based on radial velocities.

Keywords: exoplanets, high-contrast imaging, coronagraphy, angular differential imaging, spectral differential imaging.