

Université de Montréal

**La recherche de naines brunes autour d'étoiles du voisinage solaire et le spectrographe multi-objets SIMON**

par  
Loïc Albert

Département de Physique  
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de Philosophiæ Doctor (Ph.D.)  
en Physique

Avril, 2006

© Loïc Albert, 2006.



QC

3

U54

2006

v.009

## AVIS

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

## NOTICE

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

**La recherche de naines brunes autour d'étoiles du voisinage solaire et le spectrographe multi-objets SIMON**

présentée par:

Loïc Albert

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Anthony Moffat,	président-rapporteur
Daniel Nadeau,	directeur de recherche
René Doyon,	codirecteur
Claude Carignan,	membre du jury
Xavier Delfosse,	examineur externe

Thèse acceptée le: .....

21 / 04 / 04



Cette thèse est dédiée à ce qui est invisible pour les yeux.

## REMERCIEMENTS

Une thèse, c'est comme un match de baseball, *c'est pas fini tant que c'est pas fini*<sup>1</sup>. Dans ce contexte, les remerciements sont la partie agréable d'une thèse, comme lancer au dernier frappeur après deux retraits dans la neuvième manche au septième match de la série mondiale (en menant 5 à 0 devant ses partisans).

\*\*\*

Merci à mes deux directeurs, René et Daniel, de m'avoir offert deux projets vraiment captivants et pour m'avoir légué une partie de votre savoir en cours de chemin, particulièrement en instrumentation. Merci pour l'encouragement dans les premiers moments plus difficiles et pour la confiance que vous m'avez accordée tout au long de la route.

\*\*\*

Merci à mes amis, les étudiants d'astro de Montréal et les autres. Avec des gens comme vous, on a bien envie d'allonger la série jusqu'à sept. Je pense particulièrement à Antoine, Hugues, Bruno, Liviu, Stéphanie, Cédric, Blaisous, Frédérick, Guillaume, Suzanne, Gwen, Christian, Philippe, Martin, Étienne, André-Nicolas, sans oublier Olivier, Olivier et Olivier. Pour les discussions teintées de méthane et de PSF, les longues soirées garnies de pizza Domino et de merguez.

\*\*\*

Un très grand merci à mes amis de l'Observatoire du mont Mégantic. Et tout particulièrement à Bernard et Ghislain. Après que *Super's Ready*, en mangeant de la cipâte, l'Observatoire sonne comme une *Musical Box* pour les *Watchers of the Skies*. C'est avec vous que j'ai partagé ces moments magiques sous les étoiles.

\*\*\*

---

<sup>1</sup> *It ain't over till it's over* de Yogi Berra, un homme qui a le dos large. On lui doit entre autres : *Baseball is 90% mental, the other half is physical* et *Slump? I ain't in no slump... I just ain't hitting*.

Un respectueux merci à vous, professeurs du groupe d'astrophysique de l'Université de Montréal. Et particulièrement à Claude, Nicole, Serge, Tony, Pierre, René R., Robert et Gilles. Je retiens de vous ou grâce à vous : l'Observatoire, l'instrumentation, la recherche, les bourses aux étudiants, les rencontres annuelles, les azzip-ortsa, votre enseignement, et bien plus.

\*\*\*

Un merci aux gens du CFH pour leur patience dans ce qui ne devait être qu'une brève formalité.

\*\*\*

Enfin, je te remercie, Sier-Ching, pour ta patience de tous les jours. La thèse est une maîtresse. C'est un grand sacrifice que d'avoir accepté si longtemps ce ménage-à-trois. Tout mon amour ♡.

\*\*\*

FIG. 1 - Quatre amis autour de la première image en laboratoire de SIMON. Recomposition couleur de poses prises en  $J$ ,  $H$  et  $K_S$ . Les quatre sujets, René (bas, gauche), Philippe (haut, gauche), Guillaume (haut, droit) et Loïc (bas, droit) ont tenu la pose pendant une minute, le temps de tourner la roue à filtres.



## RÉSUMÉ

Cette thèse comporte un volet d'instrumentation astronomique, le spectrographe infrarouge SIMON, et un volet de recherche, la recherche de naines brunes autour d'étoiles du voisinage solaire.

Le premier volet fait état de la construction du Spectrographe infrarouge de Montréal (SIMON), un instrument polyvalent fonctionnant dans le proche infrarouge ( $0.8\text{-}2.5\ \mu\text{m}$ ) conçu pour être utilisé à l'Observatoire du mont Mégantic (OMM) et au télescope Canada-France-Hawaii (TCFH). SIMON regroupe plusieurs fonctionnalités : l'imagerie, la spectroscopie, la spectroscopie multi-objets et la polarimétrie. Comme imageur, il offre un champ de vue de  $7.7' \times 7.7'$  à l'OMM et  $3.3' \times 3.3'$  au TCFH et possède huit filtres dont un filtre  $I$ . SIMON compte trois disperseurs pour la spectroscopie : 1) un prisme d'Amici ( $R_{max} \approx 50$ ,  $0.8\text{-}2.5\ \mu\text{m}$ ) ; 2) un grism de silice ( $R_{max} \approx 750$ ,  $1.17\text{-}2.34\ \mu\text{m}$ ) ; et un grism de KRS-5 ( $R_{max} \approx 3000$ , bande  $J, H$  ou  $K_S$ ). Le mode spectroscopique multi-objets utilise des masques cryogéniques placés dans un second cryostat et, couplé au prisme d'Amici, permet l'obtention d'une centaine de spectres simultanément. Le mode polarimétrique permet l'observation de quatre vecteurs de polarisation simultanément. Cette première moitié de thèse étaye les objectifs scientifiques, détaille la conception optique (collimatrice et caméra) et mécanique (un cryostat principal contenant trois roues à filtres et le détecteur, un cryostat amovible contenant une roue à masques), décrit l'électronique et le système d'acquisition, et enfin présente les performances dans les différents modes.

Le second volet de cette thèse est un relevé grand champ à la recherche de naines brunes de type T autour de 66 étoiles du voisinage solaire. Il a été effectué en utilisant des caméras infrarouges (dont SIMON) et des CCD sur divers télescopes. Le diagramme  $I - J$  vs.  $J - H$  utilisé est efficace pour isoler des naines T cependant aucun nouveau compagnon n'a été découvert. Compte tenu de la distance des cibles (5-10 parsecs), du champ de vue des instruments ( $\sim 7' \times 7'$ ) et des magnitudes limites atteintes ( $J \approx 18$ ), le relevé était sensible aux masses supérieures à  $30 M_{Jup}$  situées entre 200 et 1400 UA. Bien qu'aucune nouvelle naine brune n'ait été découverte, la détection de GJ570, faisant partie

de l'échantillon sélectionné, signifie que le taux de binarité de naines brunes plus massives que  $\sim 0.030 M_{\text{Sol}}$  à une séparation de 200-1400 UA est de  $f_{nb} = 0.8_{-0.8}^{+5.1}\%$ . Cela démontre que le désert de naines brunes observé à faible séparation s'étend à grande séparation. Quatre naines brunes candidates de type L hâtif ont aussi été détectées en arrière-plan. C'est à peu près le nombre attendu selon les modèles de distribution galactique.

Mots clés : astronomie, instrumentation, infrarouge, polarimétrie, imagerie, binarité, naine T, relevé

## TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE . . . . .	iv
REMERCIEMENTS . . . . .	v
RÉSUMÉ . . . . .	vii
TABLE DES MATIÈRES . . . . .	ix
LISTE DES FIGURES . . . . .	xiv
LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES . . . . .	.xviii
LISTE DES TABLEAUX . . . . .	xix
INTRODUCTION . . . . .	1
CHAPITRE 1 : SIMON : LE SPECTROGRAPHE INFRAROUGE DE MONTRÉAL . . . . .	2
1.1 INTRODUCTION . . . . .	2
1.2 OBJECTIFS SCIENTIFIQUES ET SPÉCIFICATIONS DE L'INSTRUMENT . . . . .	4
1.2.1 Spécifications . . . . .	6
1.3 DESCRIPTION GÉNÉRALE DE L'INSTRUMENT . . . . .	7
1.4 CONCEPTION OPTIQUE . . . . .	10
1.4.1 Exigences et contraintes . . . . .	10
1.4.2 Description du modèle . . . . .	11
1.4.3 Modes spectroscopiques . . . . .	14
1.4.4 Mode polarimétrique - Wobidou . . . . .	17
1.5 CONCEPTION MÉCANIQUE . . . . .	18
1.5.1 Aperçu . . . . .	18

1.5.2	Cryostat principal . . . . .	19
1.5.3	Cryostat de la roue à masques . . . . .	24
1.5.4	Banc optique . . . . .	25
1.5.5	Modélisation thermique . . . . .	31
1.6	ÉLECTRONIQUE . . . . .	35
1.6.1	Électronique du détecteur . . . . .	37
1.6.2	Électronique des moteurs . . . . .	37
1.6.3	Électronique auxiliaire . . . . .	38
1.7	SYSTÈME D'ACQUISITION . . . . .	39
1.7.1	MIR . . . . .	39
1.7.2	Lecture du détecteur . . . . .	39
1.7.3	Interaction avec le télescope . . . . .	42
1.8	PERFORMANCES . . . . .	42
1.8.1	Qualité d'image . . . . .	42
1.8.2	Ajustement du foyer de l'instrument . . . . .	43
1.8.3	Vérification de l'achromatisme de la caméra . . . . .	44
1.8.4	Échelle et distortion . . . . .	44
1.8.5	Gain et bruit de lecture . . . . .	46
1.8.6	Linéarité et saturation . . . . .	51
1.8.7	Plages uniformes . . . . .	51
1.8.8	Carte des mauvais pixels . . . . .	53
1.8.9	Franges d'interférence . . . . .	54
1.8.10	Anomalie de remise à zéro ( <i>Reset Anomaly</i> ) . . . . .	55
1.8.11	Persistance . . . . .	56
1.8.12	Croisement des signaux ( <i>Crosstalk</i> ) . . . . .	57
1.8.13	Points zéro photométriques . . . . .	57
1.8.14	Transmissivité . . . . .	59
1.8.15	Efficacité quantique du détecteur . . . . .	61
1.8.16	Estimateur de temps d'intégration . . . . .	62
1.9	CARACTÉRISATION DU MODE SPECTROSCOPIQUE . . . . .	65

1.9.1	Calibration en longueur d'onde des grisms . . . . .	65
1.9.2	Dispersion et résolution spectrale des grisms . . . . .	67
1.9.3	Prisme d'Amici . . . . .	68
1.9.4	Transmissivité des grisms et du prisme d'Amici . . . . .	71
1.10	CARACTÉRISATION DU MODE SPECTROSCOPIE MULTI-OBJETS	72
1.10.1	Description . . . . .	72
1.10.2	Méthode d'observation . . . . .	74
1.10.3	Échelle spatiale du masque . . . . .	75
1.10.4	Répétitivité de positionnement des masques . . . . .	75
1.10.5	Réfraction différentielle et guidage . . . . .	76
1.11	CARACTÉRISATION DU MODE POLARIMÉTRIQUE . . . . .	77
1.11.1	Exemple d'images . . . . .	77
1.11.2	Mesures de flux sur des standards polarimétriques . . . . .	77
1.12	CONCLUSION . . . . .	81

## **CHAPITRE 2 : DÉTERMINATION DU TAUX DE BINARITÉ DES NAINES**

	<b>BRUNES À GRANDE SÉPARATION . . . . .</b>	<b>83</b>
2.1	INTRODUCTION . . . . .	83
2.1.1	Étoiles, planètes et naines brunes . . . . .	83
2.1.2	Survol des naines brunes et planètes connues . . . . .	85
2.1.3	Modélisation et calibration . . . . .	88
2.2	BINARITÉ DES NAINES BRUNES - ÉTAT DES CONNAISSANCES . . . . .	94
2.2.1	Compagnons spectroscopiques . . . . .	94
2.2.2	Compagnons à faible séparation . . . . .	95
2.2.3	Compagnons à grande séparation . . . . .	96
2.2.4	Compagnons dans les associations jeunes . . . . .	98
2.2.5	Compagnons dans les amas stellaires jeunes . . . . .	99
2.2.6	Les naines brunes binaires (NB+NB) . . . . .	100
2.3	SCÉNARIOS DE FORMATION DES NAINES BRUNES . . . . .	102
2.3.1	Modèle standard de type stellaire . . . . .	102



2.3.2	Modèle de formation par éjection . . . . .	103
2.3.3	Dispersion des vitesses radiales dans les amas . . . . .	104
2.3.4	Distribution spatiale des naines brunes dans les amas . . . . .	105
2.3.5	Présence de disques . . . . .	105
2.4	OBJECTIFS SCIENTIFIQUES . . . . .	106
2.4.1	Choix d'un échantillon . . . . .	106
2.4.2	Isolement des candidates par le diagramme $I - J$ vs. $J - H$ . . . . .	113
2.4.3	Sources de contamination . . . . .	116
2.5	OBSERVATIONS . . . . .	118
2.5.1	Télescopes et instruments . . . . .	118
2.5.2	Échantillon d'étoiles observées . . . . .	121
2.5.3	Méthode d'observation . . . . .	124
2.6	TRAITEMENT DES IMAGES . . . . .	125
2.6.1	Données de la caméra CFHTIR . . . . .	126
2.6.2	Données de la caméra MOSAIC . . . . .	127
2.6.3	Données de la caméra OSIRIS . . . . .	128
2.6.4	Données des caméras EEV et Loral à l'OMM . . . . .	129
2.6.5	Données de la caméra SIMON à l'OMM . . . . .	130
2.6.6	Combinaison des images . . . . .	130
2.7	PHOTOMÉTRIE ET SÉLECTION DES CANDIDATES . . . . .	131
2.7.1	La photométrie . . . . .	132
2.7.2	Note sur l'alignement des images . . . . .	132
2.7.3	Calibration absolue de la photométrie . . . . .	133
2.7.4	Note sur la photométrie en bande $I$ avec CFHTIR . . . . .	134
2.7.5	Sélection des candidates . . . . .	134
2.8	RÉSULTATS . . . . .	139
2.8.1	Magnitude limite et masse supérieure de détection . . . . .	147
2.8.2	Recherche dans les ailes de l'étoile centrale . . . . .	149
2.8.3	Séparation maximale sondée . . . . .	150
2.8.4	Commentaires pour les champs particuliers . . . . .	150

2.9	DISCUSSION	155
2.9.1	Taux de binarité	155
2.9.2	Le taux de binarité obtenu par d'autres auteurs	158
2.9.3	La fonction de masse des naines brunes galactiques	162
2.9.4	Contrainte sur les modèles de formation	163
2.9.5	Le taux de binarité et la FMI	166
2.10	CONCLUSION	167
	<b>CONCLUSION</b>	<b>169</b>
	<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>173</b>

## LISTE DES FIGURES

1	Première image en laboratoire . . . . .	vi
1.1	Premières images astronomiques . . . . .	3
1.2	Schéma des principales composantes de SIMON . . . . .	9
1.3	Tracés optiques des différents modes de SIMON. . . . .	12
1.4	Qualité optique prévue . . . . .	14
1.5	Schéma du fonctionnement d'un grism. . . . .	15
1.6	Principe de fonctionnement du Wobidou . . . . .	18
1.7	Photo de SIMON à l'OMM . . . . .	19
1.8	Photos du cryostat principal . . . . .	21
1.9	Schéma de montage de la fenêtre froide . . . . .	22
1.10	Contribution de l'émission thermique de la fenêtre froide . . . . .	23
1.11	Schéma du banc optique . . . . .	26
1.12	Schéma du montage optique . . . . .	28
1.13	Fonctionnement des plongeurs . . . . .	30
1.14	Modélisation des échanges thermiques des cryostats . . . . .	33
1.15	Schéma de l'électronique . . . . .	36
1.16	Aspect visuel du logiciel d'acquisition . . . . .	40
1.17	Schéma de lecture du détecteur . . . . .	41
1.18	Zoom sur la qualité d'image . . . . .	43
1.19	Ajustement du foyer instrumental . . . . .	44
1.20	Foyer des filtres . . . . .	45
1.21	Distorsion géométrique des images de SIMON . . . . .	47
1.22	Gain et bruit de lecture de SIMON . . . . .	49
1.23	Courant sombre du détecteur . . . . .	50
1.24	Linéarité du détecteur de SIMON . . . . .	52
1.25	Exemple d'une plage uniforme . . . . .	53
1.26	Carte des mauvais pixels . . . . .	54

1.27	Franges d'interférence . . . . .	55
1.28	Persistence sur le détecteur . . . . .	57
1.29	Courbes des magnitudes limites . . . . .	63
1.30	Calibration en longueur d'onde des grisms . . . . .	66
1.31	Spectres avec grisms . . . . .	67
1.32	Dispersion des grisms . . . . .	68
1.33	Résolution spectrale des grisms . . . . .	69
1.34	Calibration en longueur d'onde du prisme d'Amici . . . . .	70
1.35	Pouvoir de résolution spectrale du prisme d'Amici . . . . .	70
1.36	Spectre avec prisme d'Amici . . . . .	71
1.37	Transmissivité du prisme d'Amici et des grisms . . . . .	73
1.38	Exemple d'image en spectroscopie multi-objets . . . . .	74
1.39	Image de M57 dans le mode polarimétrique . . . . .	78
1.40	Angles de polarisation . . . . .	79
1.41	Flux dans les quatre canaux polarimétriques du standard HD154445 . . . . .	80
2.1	Distribution des exoplanètes selon leur masse, leur période et la métallicité des étoiles hôtes . . . . .	86
2.2	Tracés évolutifs des naines brunes selon les modèles . . . . .	92
2.3	Distribution de la binarité stellaire en fonction de la période de révolution.	108
2.4	Incertitude théorique de la fraction d'étoiles avec naine brune selon la taille de l'échantillon et de la fraction réelle de ces systèmes . . . . .	111
2.5	Magnitudes $J$ et $H$ des naines brunes en fonction de l'âge selon les modèles de Baraffe et al. (2003) . . . . .	112
2.6	Diagramme $I - J$ vs. $J - H$ servant à isoler les naines brunes . . . . .	115
2.7	Distribution du type spectral des étoiles observées . . . . .	124
2.8	Isolement des candidates dans le diagramme $I - J$ vs. $J - H$ . . . . .	135
2.9	Exemple d'images obtenues à CTIO . . . . .	137
2.10	Exemple de diagramme $I - J$ vs. $J - H$ avec extinction . . . . .	138
2.11	Images $I, J, H$ des quatre candidates naines L . . . . .	141

2.12 Taux de binarité . . . . . 157

## LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES

2MASS	<i>Two Micron All Sky Survey</i>
CO	Cryostat optique (cryostat principal)
CPAPIR	Caméra Panoramique dans le proche infrarouge
CRAM	Cryostat de la roue à masques
CTIO	<i>Cerro Tololo Interamerican Observatory</i>
FMI	Fonction de masse initiale
GRISM	<i>Grating Prism</i>
IR	Infrarouge
ISPI	<i>Infrared Side Port Imager</i>
LAE	Laboratoire d'astrophysique expérimentale
$M_{\text{Jup}}$	Masse de Jupiter
MONICA	<i>Montreal Infrared Camera</i>
$M_{\text{Sol}}$	Masse solaire
NB	Naine brune
NBB	Naines brunes binaires
OMM	Observatoire du mont Mégantic
PLMH	Pleine largeur à mi-hauteur
RA	<i>Reset Anomaly</i>
RAF	Roue à filtres
RAG	Roue à grisms
RAL	Roue à Lyots
RAM	Roue à masques
SDSU	<i>San Diego State University</i>
SIMON	Spectrographe infrarouge de Montréal
TCFH	Télescope Canada-France-Hawaii
UA	Unité astronomique
Wedowo	<i>Wedged Double Wollaston</i>
Wobidou	Wollaston biseauté double

WIRCam *Wide-field Infrared Camera*

## LISTE DES TABLEAUX

1.1	Spécifications instrumentales . . . . .	8
1.2	Caractéristiques des filtres de SIMON . . . . .	10
1.3	Paramètres du modèle Zemax en mode imagerie . . . . .	13
1.4	Bilan des échanges thermiques des cryostats . . . . .	34
1.5	Échelle de SIMON à l'OMM et au TCFH . . . . .	46
1.6	Points zéro des filtres à bande large . . . . .	58
1.7	Transmissivité de SIMON . . . . .	60
2.1	Naines brunes en association avec une étoile . . . . .	97
2.2	Missions et instruments . . . . .	120
2.4	Candidates naines L en arrière-plan . . . . .	140



## INTRODUCTION

Cette thèse est composée de deux volets, chacun correspondant à un projet distinct. Le premier chapitre traite du projet d'instrumentation astronomique, le projet SIMON - une caméra/spectrographe infrarouge. Cette caméra est maintenant couramment utilisée, par les chercheurs et étudiants, à l'observatoire du mont Mégantic.

Le second chapitre vise la détermination du taux de binarité des naines brunes à grande séparation ( $\sim 1000$  unités astronomiques) autour des étoiles du voisinage solaire (5-10 parsecs). La nature de ce projet est plus typique d'un projet de recherche en astronomie d'observation.

Les deux projets sont en quelque sorte indépendants l'un de l'autre. Le projet SIMON a, à lui seul, occupé la majeure partie des trois premières années de travail. La facette plus astrophysique, réalisée parallèlement, est cependant la raison d'être du travail de laboratoire.

Bien que ce ne fût pas un objectif absolu, le volet observationnel a bénéficié du travail d'instrumentation : une partie de l'échantillon d'étoiles a été observé avec SIMON. Ce sont ces observations qui font véritablement le pont entre les deux projets.

## CHAPITRE 1

### SIMON : LE SPECTROGRAPHE INFRAROUGE DE MONTRÉAL

#### 1.1 INTRODUCTION

Le succès récolté par MONICA (Nadeau et al., 1994), la première caméra infrarouge du groupe, au début des années 1990, encourage l'équipe à étendre l'astronomie infrarouge vers de nouvelles applications. En 1994, Daniel Nadeau, René Doyon et Neil Rowlands obtiennent une subvention CRSNG pour la construction d'un spectrographe infrarouge. En parallèle, le groupe reçoit plusieurs contrats d'instrumentation du TCFH et du *Dominion Astrophysical Observatory*, lesquels retardent sensiblement le développement de SIMON. Le projet reprend un nouveau souffle en 1999 avec l'obtention de la subvention de la Fondation canadienne pour l'innovation pour le rehaussement de l'observatoire OMM et de ses instruments. De simple spectrographe, SIMON devient alors un imageur IR comportant un mode de spectroscopie multi-objets ainsi qu'un mode d'imagerie polarimétrique. Je me suis joint au projet en 1999 comme étudiant au doctorat au moment où la phase de conception préliminaire se complétait.

Dans l'équipe, Martin Riopel s'est occupé de la lecture du détecteur et du logiciel d'acquisition ; Robert Martel et Philippe Vallée, de la conception et de la fabrication de l'électronique ; moi, de la conception mécanique et des tests d'intégration ; Guillaume Provencher, Germain Rinfret, Jacques Bérichon, Gaëtan Richard et Stéphane Martel de l'usinage des pièces ; et René Doyon a supervisé les différentes parties du projet et a réalisé la conception optique. Les différents systèmes ont progressé indépendamment, environ jusqu'à l'automne 2002, après quoi ils ont été réunis lors de la phase finale d'intégration.

SIMON a pris ses premières images du ciel IR (entre 0.8 et 2.5 microns) le 11 février 2003 à l'Observatoire du mont Mégantic (figure 1.1), après près de trois ans de construction au Laboratoire d'astrophysique expérimentale (LAE). Il est en résidence à l'Observatoire du mont Mégantic (OMM) mais a aussi été visiteur au télescope Canada-France-Hawaii (TCFH).

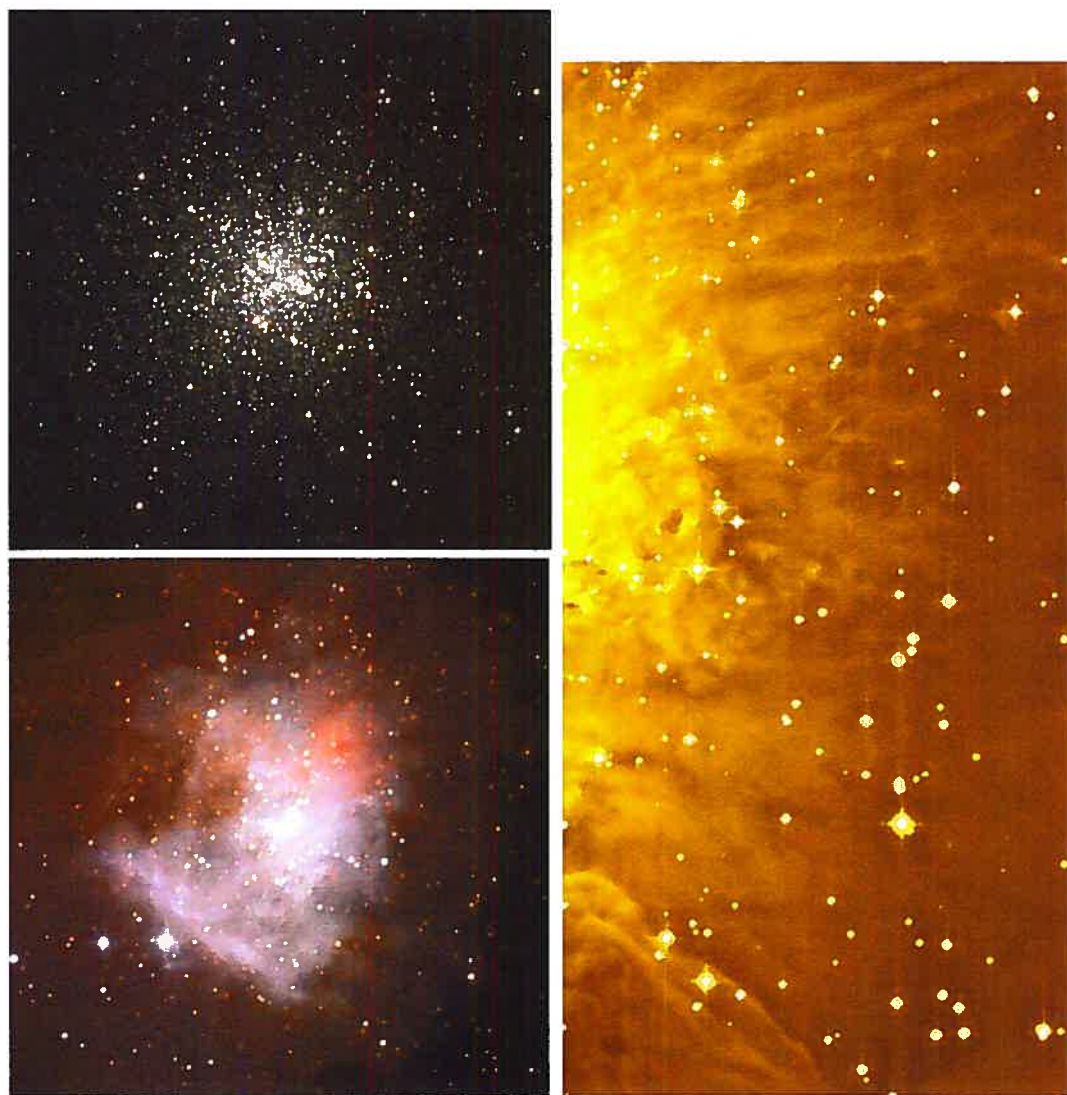


FIG. 1.1 – Premières images astronomiques couleurs prises avec SIMON. En haut à gauche, Messier 13 pris en  $I$ ,  $J$  et  $K_S$  à l'OMM par un *seeing* de  $1.2''$  (mars 2003). En bas à gauche, la Nébuleuse d'Orion prise en  $I$ ,  $J$  et  $K_S$  à l'OMM par un *seeing* de  $3''$  (février 2003). À droite, une partie de la Nébuleuse d'Orion prise au TCFH en bande  $H$  en décembre 2003 (intégration de quatre heures, *seeing* =  $1''$ ). Certaines des plus faibles sources dans l'image d'Orion au TCFH sont des naines brunes pour lesquelles des spectres ont été obtenus avec le prisme d'Amici (voir figure 1.38).

La particularité de SIMON est son mode de spectroscopie multi-objets (MOS) *cryogénique* infrarouge. SIMON, dans le mode MOS jumelé au prisme d'Amici - le prisme d'Amici de SIMON crée un spectre de  $\sim 120$  pixels par simple dispersion - permet l'observation simultanée de spectres pour de très faibles sources. La résolution obtenue ( $R=40$ ) s'apparente à la spectrophotométrie mais couvre un large intervalle spectral ( $0.8-2.5\mu\text{m}$ ). Lors d'une visite au TCFH en décembre 2003, ce mode a permis d'obtenir le spectre de près de 200 sources dans la Nébuleuse d'Orion, à raison de 75 sources en simultané par champ.

Les objectifs scientifiques qui ont motivé la construction de cet instrument seront d'abord présentés à la section §1.2. Puis, suivra la description générale de SIMON en §1.3. Après quoi, la conception optique (§1.4), la conception mécanique et cryogénique (§1.5), le fonctionnement de l'électronique (§1.6) et du système d'acquisition (§1.7) seront présentés. Suivra la caractérisation et l'évaluation des performances dans les modes d'imagerie (§1.8), de spectroscopie (§1.9), de spectroscopie multi-objets (§1.10) et de polarimétrie (§1.11). Le tout se terminera par une courte conclusion (§1.12).

## 1.2 OBJECTIFS SCIENTIFIQUES ET SPÉCIFICATIONS DE L'INSTRUMENT

De façon générale, SIMON devait répondre à plusieurs objectifs : avoir en mode imagerie un champ de vue significativement supérieur à celui de MONICA (couvrant dix fois plus de surface) ; offrir un mode spectroscopique permettant de travailler entre les raies d'émission  $\text{OH}^-$  ( $R$  de quelques milliers) ; permettre la spectroscopie de sources faibles sur un télescope de petite taille comme l'OMM avec un mode spectroscopique multi-objets à basse résolution ; et, étendre à l'infrarouge les possibilités polarimétriques des instruments de l'OMM.

### 1. Imagerie grand champ

Plusieurs projets menés à l'OMM requièrent un instrument d'imagerie infrarouge à grand champ. Ainsi, le volet observationnel de cette thèse est la recherche de naines brunes autour des étoiles proches. Les naines brunes, pratiquement invisibles dans le domaine optique, sont plus facilement détectables en infrarouge. On tire profit

de la forte couleur  $I - J \geq 3.0$  pour les détecter (l'utilisation des filtres  $J, H, K$  uniquement est insuffisante pour dissocier les naines brunes des étoiles M). En principe, cette étude est possible avec l'utilisation d'une seule caméra infrarouge si celle-ci est équipée d'un filtre  $I$ , comme c'est le cas pour SIMON.

D'autres projets, tels l'étude de la cinématique interne des galaxies spirales, requièrent un grand champ. Pour isoler les contributions stellaire et gazeuse, il faut connaître la distribution spatiale des étoiles dans les galaxies spirales. Un bon traqueur lumineux est le flux émis par les populations stellaires vieilles en bandes  $H$  ou  $K$ , là où l'absorption par la poussière du milieu interstellaire devient négligeable.

L'étude des restes de supernovas dans notre galaxie ou d'autres galaxies (ex : M33) exige à la fois un grand champ et l'utilisation de filtres à bande étroite adaptés tels FeII et H2 avec possiblement un suivi spectroscopique à basse résolution.

## 2. Spectroscopie

Par ailleurs, l'étude des naines brunes, et plus particulièrement, de la fonction de masse initiale (FMI) sous-stellaire dans les amas jeunes demande à la fois un grand champ et des capacités multi-objets. C'est d'ailleurs ce projet qui a fait l'objet de la première mission d'observation au TCFH, en décembre 2003. Il soulève d'importantes questions touchant la formation des étoiles et des naines brunes. Existe-t-il une masse limite sous laquelle aucune naine brune ne se forme (une coupure de la FMI aux faibles masses)? Ou, au contraire, y a-t-il un continuum jusqu'aux objets de masse planétaire? La détermination de la FMI nous permet de répondre à ces questions, et probablement, de déterminer si les mécanismes de formation des naines brunes, des étoiles et des objets de masse planétaire sont les mêmes ou différents. Ces études posent cependant un défi. Les objets visés sont peu lumineux ( $H \geq 17.5$  dans la Nébuleuse d'Orion), se retrouvent habituellement enfouies dans la poussière et subissent plusieurs magnitudes d'extinction dans le domaine optique. La spectroscopie multi-objets prend donc tout son sens. L'efficacité au télescope est multipliée par le nombre de sources observées simultanément (50-100 fentes) si bien qu'un petit télescope (TCFH) équipé de SIMON devient compétitif

face à la nouvelle classe de télescopes de 8-10m. L'utilisation d'un mode spectroscopique à faible dispersion permet d'obtenir des spectres couvrant tout l'intervalle des longueurs d'onde ( $0.8 - 2.5\mu\text{m}$ ), ce qui donne un levier très fiable pour déterminer le niveau d'extinction.

Ce projet implique de changer les masques de fentes, parfois en plein milieu d'une mission d'observation. En effet, la spectroscopie multi-objets utilise des masques froids et ceux-ci sont usinés spécifiquement pour chaque champ.

### 3. Polarimétrie

Le mode de polarimétrie a été inclus puisqu'il s'intégrait naturellement dans le design et répondait aux besoins de différents projets entrepris à l'OMM. La polarimétrie infrarouge donne accès à l'étude de sources enfouies subissant plusieurs magnitudes d'absorption dans le visible. On pense à l'étude des étoiles T Tauri, entre autres. La polarimétrie infrarouge appliquée aux naines brunes, si l'on suppose des grains uniformément distribués dans leur atmosphère, permet, au premier ordre, de déterminer le degré d'aplatissement de l'atmosphère. Au second ordre, il est possible d'estimer la taille des grains de poussières. Dans l'intervalle de  $I$  à  $K$ , la polarisation passe par une transition correspondant à la taille des grains de poussière.

#### 1.2.1 Spécifications

Puisque SIMON doit répondre à plusieurs besoins, il a été conçu pour être polyvalent, à la fois imageur, spectrographe et polarimètre. À ce titre, il fait partie d'une génération d'instruments infrarouges similaires installés dans différents observatoires. Entre autres, OASIS (Okumura et al., 2000) sur un télescope japonais de 1.9m, NICS (Baffa et al., 2001) sur le Telescopio Nazionale Galileo (4m) et NOTCAM (Abbott et al., 2000) sur le Nordic Optical Telescope (2.6m) ont tous des modes d'imagerie et de spectroscopie avec grisms, parfois même un mode polarimétrique. Mais par-dessus tout, l'originalité de SIMON est son mode de spectroscopie multi-objets (MOS) *cryogénique* infrarouge. SIMON est développé pour être utilisé autant à l'Observatoire du mont Mégantic qu'au

télescope Canada-France-Hawaii.

Le tableau 1.1 résume les caractéristiques des différents modes d'opération de SIMON.

SIMON est équipé d'une collection de filtres standards (tableau 1.2), dont quatre filtres interférentiels. Le filtre *I* vise à exploiter la sensibilité du détecteur qui coupe à environ  $0.8 \mu\text{m}$ . L'efficacité dans ce filtre n'est pas aussi élevée que celle d'une caméra CCD mais permet de mener à bien certains projets avec un seul instrument.

Il existe deux filtres spectroscopiques. Le filtre SP1 est utilisé en conjugaison avec le grism de silice dans l'ordre 1 afin de bloquer les longueurs d'onde  $\lambda \leq 1.17\mu\text{m}$  de l'ordre 2 qui chevauchent le côté rouge ( $\lambda \geq 2.34\mu\text{m}$ ) de l'ordre 1. Le second filtre, SPAmici, sert à bloquer les longueurs d'onde  $\lambda \leq 0.7\mu\text{m}$  (en outre  $H\alpha$  dans les régions HII) auxquelles le détecteur, quoique faiblement, reste suffisamment sensible. Le grism de KRS5 utilise les filtres *J*, *H* et *K<sub>S</sub>* dans les ordres 5, 4 et 3, respectivement.

### 1.3 DESCRIPTION GÉNÉRALE DE L'INSTRUMENT

SIMON est constitué de deux cryostats indépendants, le cryostat principal (ou cryostat optique - CO<sup>1</sup>) et le cryostat de la roue à masques (CRAM), et d'un espaceur permettant de démonter le CRAM du télescope sans démonter le CO (voir 1.2).

Le CRAM est conçu pour être réchauffé et refroidi en moins de douze heures afin de permettre le changement de masques spectroscopiques entre deux nuits d'observation, tandis que le cryostat principal abrite l'optique de l'instrument (collimatrice et caméra) ainsi que le détecteur Hawaii 1 de  $1024 \times 1024$  pixels.

SIMON comporte quatre roues : la roue à Lyot (RAL) contenant le masque de Lyot ainsi que des filtres ; la roue à filtres (RAF) proprement dite ; la roue à grisms (RAG) contenant les éléments dispersifs et les prismes de Wollaston ; et la roue à masques (RAM) contenant les masques pour la spectroscopie longue-fente ou MOS et pour la polarimétrie. Les trois premières se trouvent dans le cryostat principal et la dernière est dans le CRAM.

Le détecteur est contrôlé par un contrôleur SDSU (*San Diego State University*). Le

---

<sup>1</sup>les termes synonymes *cryostat optique* et *cryostat principal* seront utilisés dans cette thèse pour désigner le même cryostat

Domaine spectral	0.8-2.5 $\mu\text{m}$ , achromatique 1.1-2.4 $\mu\text{m}$
Modes d'observation	Imagerie Spectroscopie longue-fente Spectroscopie multi-objets Polarimétrie linéaire
Détecteur	1024 $\times$ 1024 HgCdTe (Hawaii-1)
<b>Spectroscopie longue-fente</b>	
Grism de KRS-5 (129.6 lignes/mm)	Bande <i>J</i> , ordre 5, $R_{\text{max}} = 2300$ Bande <i>H</i> , ordre 4, $R_{\text{max}} = 2800$ Bande <i>K<sub>S</sub></i> , ordre 3, $R_{\text{max}} = 3400$
Grism de silice (120 lignes/mm)	1.17 – 2.34 $\mu\text{m}$ , ordre 1 $R_{\text{max}} = 760$
Prisme d'Amici (3 prismes réfractifs)	0.8 – 2.5 $\mu\text{m}$ , dispersion sur 120 pixels <i>R</i> variable avec $\lambda$ , $R_{\text{max}} \approx 64$
<b>Spectroscopie multi-objets</b>	
Surface utilisable	$\sim 950 \times 900$ pixels avec prisme d'Amici $\sim 950 \times 500$ pixels avec grism de silice + filtre <i>J,H</i> ou <i>K<sub>S</sub></i>
<b>Imagerie</b>	
Champs de vue	7.7' $\times$ 7.7' à Mégantic (f/8) 3.3' $\times$ 3.3' au TCFH (f/8)
Échelle	0.445"/pixel à Mégantic (f/8) 0.196"/pixel au TCFH (f/8)
Point zéro (Véga, 1 élec/sec)	OMM : <i>I</i> = 22.3, <i>J</i> = 21.9, <i>H</i> = 22.5 et <i>K<sub>S</sub></i> = 21.8 TCFH : <i>I</i> = 24.4, <i>J</i> = 24.0, <i>H</i> = 24.6 et <i>K<sub>S</sub></i> = 23.9
<b>Polarimétrie</b>	
Wobidou (Wollaston biseauté double)	4 angles de polarisation linéaire simultanés 0, 45, 90, 135 degrés
Champs de vue	1.9' $\times$ 7.7' à Mégantic 0.8' $\times$ 3.3' au TCFH

<sup>1</sup>  $R_{\text{max}}$  est la résolution maximale selon le critère d'échantillonnage de Nyquist avec une fente projetée de 2 pixels sur le détecteur (0.9" à Mégantic, 0.4" au TCFH). Pour une fente de 4 pixels, la résolution est diminuée par deux.

TAB. 1.1 – Spécifications instrumentales.



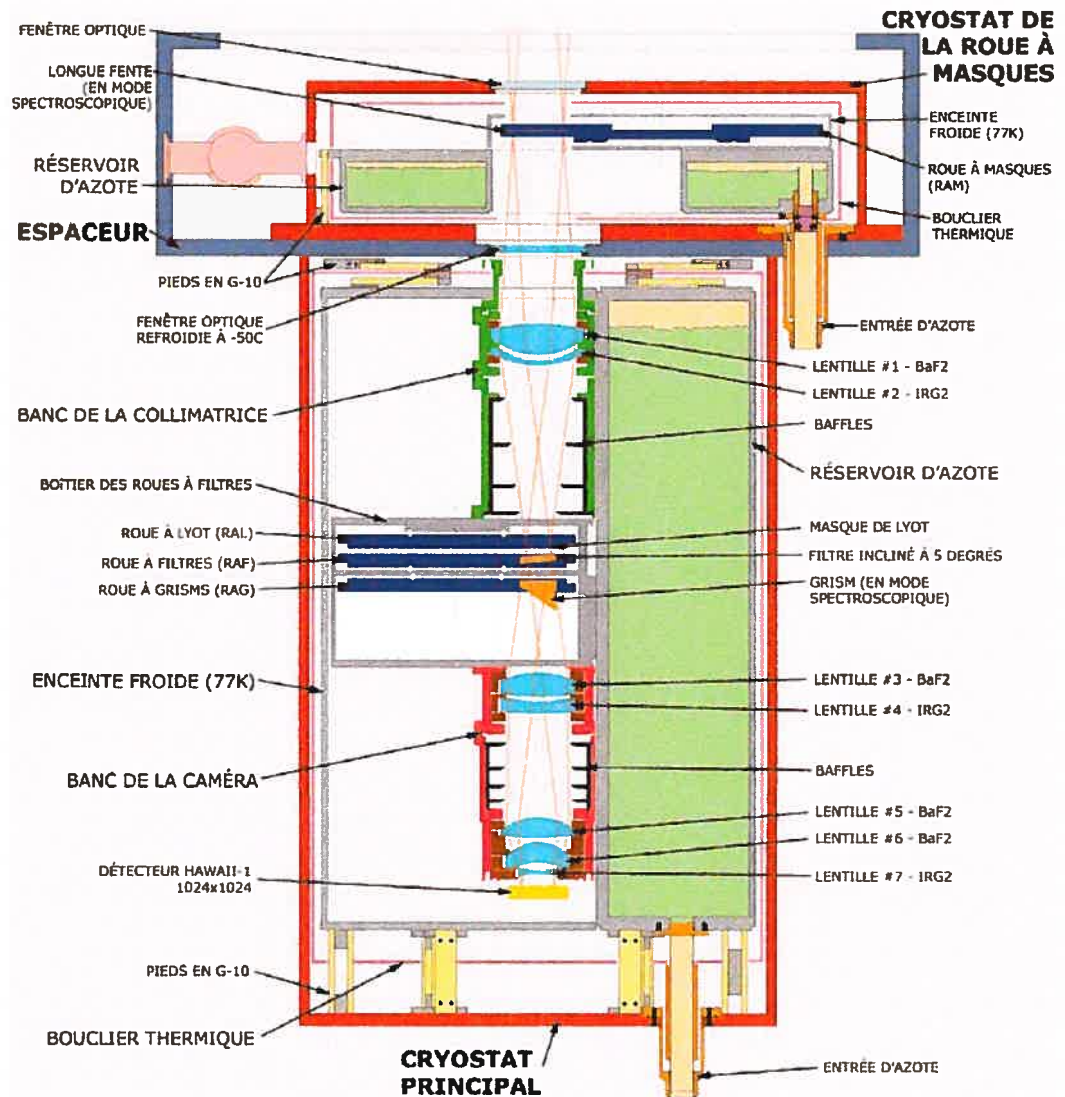


FIG. 1.2 - Schéma des principales composantes de SIMON.

Filtre	Coupure	Coupure	Transmissivité
	basse	haute	
	( $\mu\text{m}$ )	( $\mu\text{m}$ )	(%)
<i>I</i>	0.8 <sup>1</sup>	0.953	90
<i>J</i>	1.1779	1.3288	85
<i>H</i>	1.4850	1.7712	95
<i>K<sub>S</sub></i>	1.9920	2.3065	92
Pa $\beta$	1.2752	1.2867	75
Br $\gamma$	2.1601	2.1791	87
H <sub>2</sub>	2.1111	2.13125	82
FeII	1.6371	1.6508	81
SP1	1.1640	2.5 <sup>1</sup>	90
SPAmici	0.7605	2.4945	90 <sup>2</sup>

<sup>1</sup> Estimé de la coupure provenant du détecteur selon la calibration des spectres d'Amici. Voir fig 1.37

<sup>2</sup> La transmission moyenne chute de  $\sim 90\%$  à  $\sim 60\%$  de  $\sim 2.0\mu\text{m}$  à  $\sim 2.5\mu\text{m}$ .

TAB. 1.2 – Caractéristiques des filtres de SIMON.

logiciel d'acquisition MIR, réalisé pour les instruments SIMON et TRIDENT, réunit les fonctions qui permettent de prendre des images et d'opérer les mécanismes cryogéniques.

## 1.4 CONCEPTION OPTIQUE

### 1.4.1 Exigences et contraintes

Les principales exigences et contraintes au design optique sont les suivantes :

1. Réimager la pupille d'entrée pour placer un masque de Lyot afin d'opérer dans le domaine thermique.
2. Ménager un espace suffisant entre la collimatrice et la caméra pour insérer deux roues à filtres et une roue à grisms.
3. Positionner le plan focal d'entrée suffisamment loin de la collimatrice pour permettre l'insertion du cryostat de la roue à masques.
4. Avoir un design achromatique.
5. Maintenir la distortion de champ à moins de 0.1% dans les coins.

6. Laisser la possibilité d'utiliser une focale d'entrée à  $f/19.6$  pour utiliser l'optique adaptative du TCFH.
7. Pouvoir utiliser l'un ou l'autre des modes d'observation simplement en tournant les roues.

#### 1.4.2 Description du modèle

Le design optique a été conçu avec le logiciel Zemax et optimisé pour le TCFH, au foyer Cassegrain  $f/8$ . L'optique de SIMON a une focale de  $f/5.3$ . L'ensemble se compose d'une collimatrice qui réimage la pupille ( $\varnothing 20.0$  mm) où se positionne un masque de Lyot ; et d'une caméra qui forme l'image sur le détecteur.

Le design est composé de sept lentilles aux surfaces sphériques. Les verres utilisés sont le fluorure de barium ( $\text{BaF}_2$ ) qui est un verre fluoré, difficile à polir, dont l'indice de réfraction est faible ( $\sim 1.46$  - un *crowm*) ; et le verre Schott IRG2 est un verre *flint* à indice de réfraction élevé, facile à polir et qui se marie bien avec le  $\text{BaF}_2$ . La combinaison des deux verres rend le design achromatique entre 1.1 et 2.4 microns. Chaque cryostat est fermé par une fenêtre de fluorure de calcium ( $\text{CaF}_2$ ).

Le traitement anti-reflet appliqué chez Janos inc. sur toutes les lentilles offre une transmission moyenne de 98.5% par surface, soit  $98.5\%^{18} = 76\%$  si l'on considère l'ensemble de l'optique.

Le tracé du modèle Zemax dans tous ses modes est présenté à la figure 1.3 et le tableau 1.3 présente les distances et courbures utilisées pour la modélisation dans le mode imagerie. Le design est limité par la diffraction avec près de 80% de l'énergie concentrée dans un seul pixel, offre moins de 0.1% de distortion dans les coins et est achromatique entre 1.1 et 2.4 microns (voir figure 1.4).

Un objectif scientifique est d'utiliser SIMON avec un système d'optique adaptative (OA). Cependant, ceci ajoute une contrainte importante au design optique puisque le rapport focal de sortie des systèmes envisagés (au TCFH et à l'OMM) est de  $f/19.6$  ce qui éloigne de  $\sim 2$  mm la position où est réimagée la pupille du télescope et où se place le masque de Lyot. L'espace disponible entre la roue à Lyots et les premières lentilles de la caméra est si restreint que le jeu nécessaire sur la position de la pupille est trop

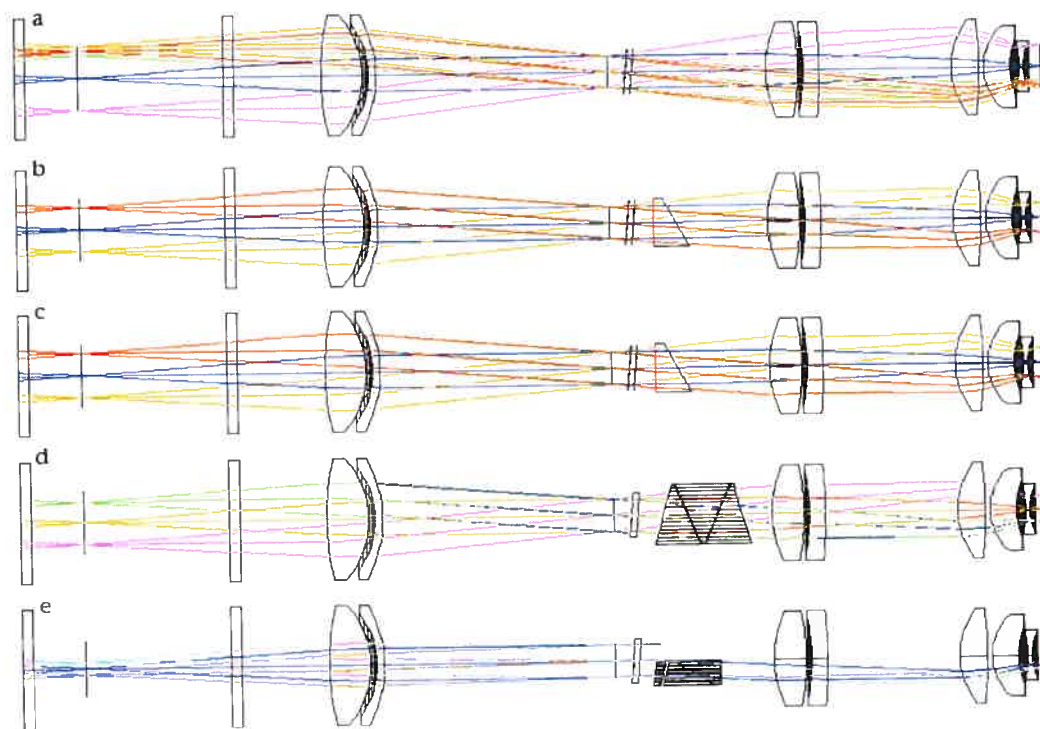
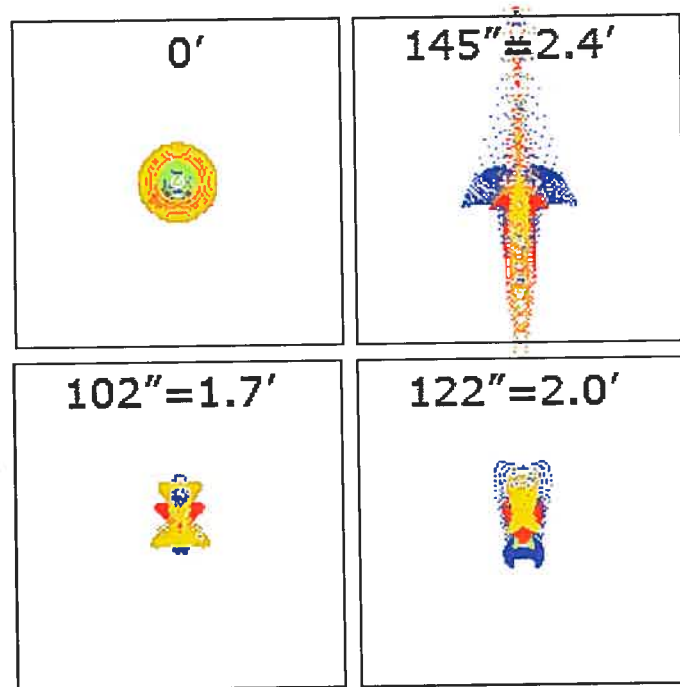


FIG. 1.3 – Tracés optiques des différents modes de SIMON. a) Le mode d'imagerie à  $f/8$  avec un champ de  $7.7' \times 7.7'$  à Mégantic, b) le mode spectroscopique moyenne résolution ( $R=400$ ) entre  $1.2\mu\text{m}$  et  $2.4\mu\text{m}$  avec le grism de silice, c) le mode spectroscopique haute résolution ( $R=3000$ ) en  $J$ ,  $H$  ou  $K_S$  avec le grism KRS5, d) le mode spectroscopique basse résolution ( $R=50$ ) entre  $0.8\mu\text{m}$  et  $2.5\mu\text{m}$  (utilisé dans le mode MOS), et e) le mode polarimétrique sur un champ de  $1.9' \times 7.7'$  à Mégantic en quatre vecteurs de polarisation simultanés (la moitié du Wollaston biseauté double (Wobidou) est ici illustrée).

Surface	Commentaire	Courbure (m)	Verre	Rayon (mm)	Distance attendue (mm)	Distance mesurée (mm)
0		infinie		0.0000	Infini	
1		infinie		791.0000	8600.000	
2	Miroir prim.	-3.69453578E-05	Miroir	1796.000	-8552.970	
3	Miroir sec.	-5.29661017E-05	Miroir	668.3616	8552.970	
4		infinie		142.3705	1932.721	
5		infinie		23.5013	20.000	
6	Fenêtre #1	infinie	CaF <sub>2</sub>	38.1000	6.350	
7		infinie		38.1000	32.840	
8	Foyer f/8	infinie		20.1624	91.750	
9	Fenêtre #2	infinie	CaF <sub>2</sub>	38.1000	6.350	
10		infinie		38.1000	54.906	
11	Lentille #1	6.36240879E-03	BaF <sub>2</sub> -77K	38.0000	26.028	-0.138
12		-1.71392950E-02		38.0000	4.257	-0.033
13	Lentille #2	-1.85035444E-02	IRG2-77K	32.0000	4.297	-0.023
14		-1.27306230E-02		38.0000	145.268	+0.010
15	Lyot	infinie		10.0000	0.080	
16		infinie		10.0000	11.420	
17	Filtre	infinie	Fused silica	14.0000	4.000	
18		infinie		12.9016	80.426	+0.037
19	Lentille #3	1.34584430E-02	BaF <sub>2</sub> -77K	30.0000	20.023	+0.000
20		-6.42676826E-03		30.0000	3.348	+0.000
21	Lentille #4	-8.86971076E-03	IRG2-77K	26.0000	10.011	+0.000
22		-2.69800890E-03		30.0000	83.556	-0.411
23	Lentille #5	2.07921584E-02	BaF <sub>2</sub> -77K	30.0000	17.366	+0.000
24		-4.15309470E-03		30.0000	3.134	+0.000
25	Lentille #6	2.80939857E-02	BaF <sub>2</sub> -77K	26.0000	16.452	+0.000
26		2.04035250E-02		18.0000	5.682	+0.000
27	Lentille #7	-1.58016326E-02	IRG2-77K	14.5000	3.022	+0.000
28		2.48135879E-02		16.0000	10.860	-0.230
29	Détecteur	infinie		13.7678		

TAB. 1.3 – Paramètres du modèle Zemax en mode imagerie. Les courbures et épaisseurs des lentilles sont celles mesurées après fabrication et diffèrent peu du modèle initial. Les distances entre surfaces attendues sont celles du modèle incluant les lentilles telles que construites. Les distances mesurées sont les distances finales mesurées lors du montage.

FIG. 1.4 – Qualité optique prévue sur l'axe optique et hors-axe à différentes longueurs d'onde au TCFH. Le bleu, vert, rouge et jaune représentent les longueurs d'onde de 0.8, 1.1, 1.65 et 2.2 microns. L'échelle des cadres est de 37 microns, ce qui représente  $2 \times 2$  pixels.



grand pour être ménagé. Pour cette raison, la fonctionnalité d'utiliser l'OA n'a pas été implémentée. Mais en principe, il suffirait de remplacer la première fenêtre d'entrée du cryostat de la roue à masques par une optique convergente (une lentille biconvexe ou un doublet) pour placer la pupille d'OA à la position actuelle de la pupille.

### 1.4.3 Modes spectroscopiques

Le design actuel permet d'avoir différents modes spectroscopiques en insérant différents éléments dispersifs dans le faisceau colliné. Trois différents dispersifs spectroscopiques sont disponibles avec SIMON : le prisme d'Amici ( $R=40$ ,  $0.8-2.5\mu\text{m}$ ), le grism en verre de silice ( $R=500$ ,  $1.2-2.3\mu\text{m}$ ) et le grism en KRS-5 ( $R=1500$ ,  $1.18-1.33\mu\text{m}$  ou  $1.49-1.77\mu\text{m}$  ou  $1.99-2.31\mu\text{m}$ ). Leur couverture spectrale est d'autant plus grande que leur résolution est faible, ce qui rend ces trois dispersifs complémentaires.

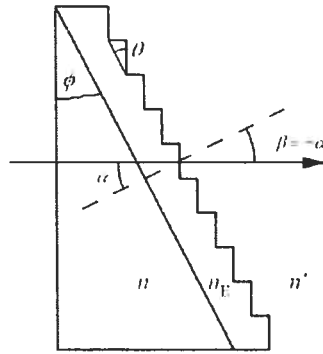


FIG. 1.5 – Schéma du fonctionnement d'un grism.

#### 1.4.3.1 Principes théoriques

L'équation des réseaux est

$$\frac{m\lambda}{d} = n\sin(\alpha) + n'\sin(\beta) \quad (1.1)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $m$  est l'ordre de diffraction,  $d$  est la séparation entre les lignes du réseau de diffraction,  $n$  est l'indice de réfraction du verre et du réseau (supposé le même),  $n'$  est l'indice de réfraction de l'air,  $\alpha$  est l'angle d'incidence sur le réseau et  $\beta$ , l'angle de diffraction (voir la figure 1.5). Et l'on suppose que les indices de réfraction du prisme et du réseau sont les mêmes.

Pour connaître la longueur d'onde centrale du spectre,  $\lambda_c$ , on suppose que  $n' = 1$  pour l'air et que  $\alpha = -\beta = \phi$  où  $\phi$  est l'angle de la face inclinée du grism, alors l'équation se simplifie

$$m\lambda_c = d(n_\lambda - 1)\sin\phi = \frac{(n_\lambda - 1)\sin\phi}{G} \quad (1.2)$$

où  $G = 1/d$  est la densité du réseau (ex : lignes/mm). Autrement dit, la longueur d'onde centrale est proportionnelle à l'indice de réfraction du verre et à l'inclinaison de la face du réseau mais inversement proportionnelle à la densité du réseau.

Généralement, les facettes du réseau de diffraction sont orientées de façon à ce que la lumière soit concentrée ailleurs que dans l'ordre zéro. L'angle selon lequel l'intensité est

maximisée s'appelle l'angle de *blaze*.

La dispersion d'un grism détermine si un spectre est peu ou très étalé. Elle s'obtient en dérivant l'équation des réseaux et en supposant que  $n' = 1$  pour l'air. En combinant l'équation 1.2 au résultat, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{d\cos\beta} = Gm\sec\beta = \frac{(n_{\lambda_c} - 1)}{\lambda_c} \tan\phi \quad (1.3)$$

La dispersion et, par conséquent, le pouvoir de résolution sont donc proportionnels à la densité du réseau, l'ordre, l'indice de réfraction et l'inclinaison du réseau. Dans le cas de SIMON, cependant, la résolution maximale théorique ( $R_{\max} = 2W/\lambda$ , où  $W$  est la largeur du réseau) n'est jamais atteinte. La résolution est plutôt limitée par l'échantillonnage des pixels du détecteur (le critère de Nyquist) auquel cas les plus fins détails ne peuvent avoir une taille plus petite que deux pixels. Si la fente est plus large que deux pixels, alors les plus fins détails du spectre sont de la taille de la fente.

#### 1.4.3.2 Grism de silice

Le grism de moyenne résolution est fait d'un verre de silice (*fused silica*, en anglais) conventionnel et présente une face inclinée à  $29.26^\circ$  sur laquelle est collé un réseau de 120 lignes/mm. L'angle de *blaze* est de  $26.7^\circ$ . L'ouverture effective du réseau est de  $26 \times 32$  mm. La figure 1.3 montre comment s'insère le grism dans le faisceau optique.

Ce grism est conçu pour couvrir une grande portion du domaine de l'infrarouge proche dans l'ordre 1, soit de 1.2 à 2.4 microns. Un filtre (SP1) est nécessaire pour bloquer les longueurs d'onde  $\lambda \leq 1.17\mu\text{m}$  de l'ordre 2 qui chevauchent le côté rouge ( $\lambda \geq 2.34\mu\text{m}$ ) de l'ordre 1. Le filtre SP1 est transparent entre 1.164 et 2.7 microns. La résolution attendue pour une fente de deux pixels est de  $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 800$ , la moitié pour une fente nominale de quatre pixels. Le spectre couvre les 1024 pixels du détecteur.

L'efficacité du réseau telle que fournie par le manufacturier (Thermo RGL) est en moyenne de 55% avec un pic de 70% à  $\lambda = 1.8\mu\text{m}$  et des minimums de 20% à  $\lambda = 1.2\mu\text{m}$  et de 42% à  $\lambda = 2.4\mu\text{m}$ . Une couche anti-reflet ( $\leq 3\%$ ) effective entre 0.8 et  $2.4\mu\text{m}$  a été appliquée sur la face d'entrée du grism.



### 1.4.3.3 Grism de KRS-5

Le grism de haute résolution est taillé dans le verre KRS-5, un verre rosâtre toxique (voir Rayner (1998)). Son intérêt est son indice de réfraction très élevé,  $n(1.65\mu\text{m})=2.45$  qui permet une meilleure séparation des longueurs d'ondes, donc une meilleure résolution spectrale. Un verre ordinaire comme le grism de silice a comparativement un indice de  $n\approx 1.45$ . La face diagonale du prisme est inclinée à  $35.0^\circ$  et un réseau de 129.4 lignes/mm y est collé dont l'angle de *blaze* est également de  $35.0^\circ$ . L'ouverture effective du réseau est de  $24.5 \times 31$  mm.

Le grism est conçu et optimisé pour être utilisé aux ordres 3, 4 et 5, respectivement centrés sur les bandes *K*, *H* et *J*. Il doit donc être conjugué avec le filtre d'intérêt afin de couper les autres ordres, ce qui permet l'observation d'une seule bande à la fois.

La résolution attendue pour une fente de deux pixels est de  $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 3000$ , la moitié pour une fente nominale de quatre pixels.

### 1.4.3.4 Prisme d'Amici

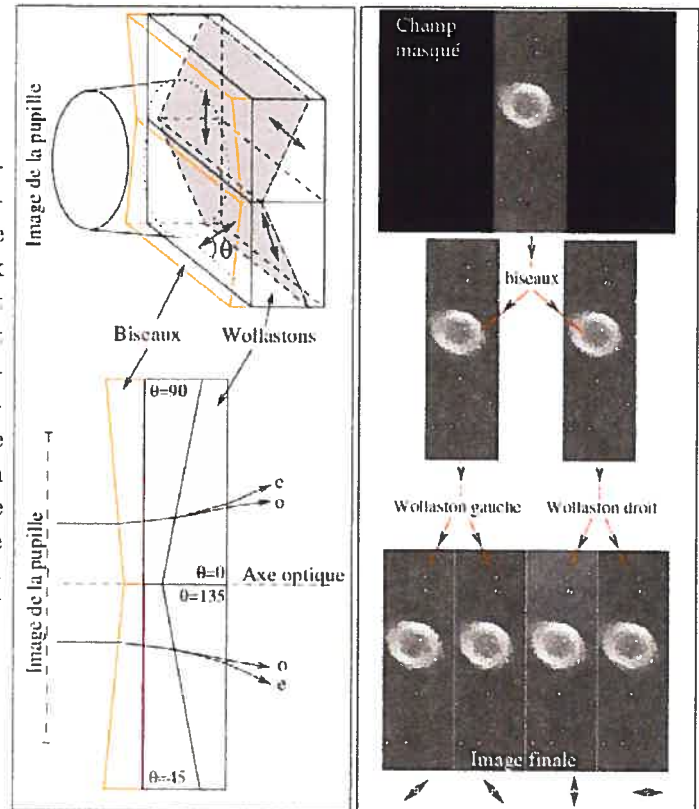
Ce mode spectroscopique est constitué de trois prismes placés en série (Baffa et al., 2001) (voir figure 1.3). Il permet une meilleure transmissivité qu'un grism, couvre l'ensemble de la plage 0.8-2.5 microns et produit un spectre étalé sur à peu près 120 pixels, donc à faible résolution ( $R \approx 40$ ). Ce mode requiert une optique achromatique. La dispersion spectrale prévue est assez plate de 2.5 à 1.2 microns mais augmente vers 1 micron. Le filtre SPAmici coupant à  $\sim 0.8$  micron est donc nécessaire pour prévenir le chevauchement entre spectres dans le mode MOS.

### 1.4.4 Mode polarimétrique - Wobidou

Le mode polarimétrique de SIMON est inspiré d'un design identique utilisé sur l'instrument NICS (Oliva, 1997). Le Wobidou (Wollaston biseauté double, *Wedowo* en anglais, pour *Wedged Double Wollaston*) permet d'imager un champ en quatre angles de polarisation linéaire différents de façon simultanée (voir figure 1.6). Il faut insérer un masque de champ dans la roue à masques (au plan focal du télescope) afin de contraindre le champ

en un rectangle (plein champ nord-sud, un quart de la dimension est-ouest) et permettre de projeter les quatre images sur le détecteur. De plus, le mode polarimétrique requiert l'utilisation d'une lame demi-onde rotative afin de faire alterner chaque angle de polarisation dans chacun des quatre canaux et moyenniser ainsi la polarisation instrumentale.

FIG. 1.6 – Principe de fonctionnement du Wobidou (Wollastons biseautés doubles). Le Wobidou est constitué de deux prismes de Wollaston servant à séparer les polarisations et de deux biseaux (*wedges*) servant à séparer le faisceau collimé en deux. Un masque de champ doit être placé au plan focal du télescope dans la roue à masques. Figure adaptée de Oliva (1997). Ici, une observation de M57 prise avec SIMON est illustrée.



## 1.5 CONCEPTION MÉCANIQUE

### 1.5.1 Aperçu

SIMON est composé de deux cryostatats refroidis à l'azote liquide, le cryostat de la roue à masques (CRAM) et le cryostat principal. La figure 1.7 montre SIMON (en rouge) au foyer Cassegrain du télescope de l'OMM. Le cryostat principal contient le banc optique (lentilles, filtres, grisms, mécanismes cryogéniques, et détecteur). Le CRAM contient la roue à masques pour la spectroscopie et la polarimétrie et est conçu pour permettre un

cycle rapide ( $\leq 12$  heures) de réchauffement/refroidissement afin de changer les masques entre deux nuits d'observation. La conception se scinde naturellement en quatre parties : le cryostat principal, le CRAM, le banc optique et la modélisation des échanges thermiques.

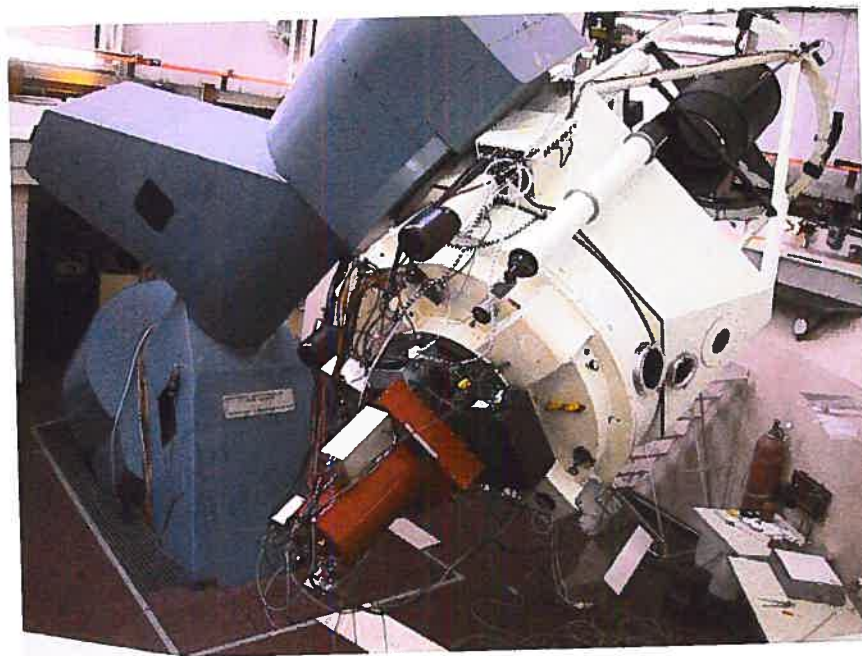


FIG. 1.7 - Photo de SIMON (en rouge) au foyer Cassegrain (f/8) du télescope de l'Observatoire du mont Mégantic lors de la première mission d'ingénierie en février 2003.

### 1.5.2 Cryostat principal

Le cryostat principal est de forme cylindrique et mesure 38 cm de diamètre par 62 cm de longueur (voir figure 1.2). Le caisson externe ainsi que la majorité des pièces sont faits d'aluminium. Le diamètre du cryostat est dicté par la taille des roues à filtres, donc par le nombre de filtres. L'espaceur qui attache SIMON à la bonnette sert également de couvercle au caisson étanche. La fenêtre d'entrée de ce couvercle est refroidie ( $-50^{\circ}\text{C}$ ) afin de diminuer sa contribution au fond thermique lors d'observations spectroscopiques.

### 1.5.2.1 Structures internes

L'enceinte froide (77 K) du cryostat principal est composée d'un réservoir d'azote de forme semi-cylindrique d'une capacité de 9.5 litres et d'une enveloppe d'aluminium semi-cylindrique s'y attachant. L'enceinte est conçue pour être étanche à la lumière. À l'intérieur de l'enceinte froide, le banc optique est arrimé au réservoir. Ce dernier a reçu un traitement thermique après fabrication pour libérer le stress mécanique car il sert aussi de surface de référence au banc optique (voir la section 1.5.4). Un montage de photos montre les différentes composantes qui constituent le cryostat principal (figure 1.8).

Neuf pieds isolants en fibre de G-10 attachent rigidement chaque bout de l'enceinte froide au caisson externe qui est à la température ambiante. Entre le caisson et l'enceinte froide se trouve un mince bouclier thermique fait d'acier poli (reflectivité  $\approx 9\%$ ). Il enveloppe la totalité de l'enceinte froide sans contact et s'amarre au caisson externe avec d'autres pieds de G-10. Il sert à protéger l'enceinte froide de la radiation chaude venant du caisson externe et, ce faisant, adopte une température moyenne ( $\sim 220$  K).

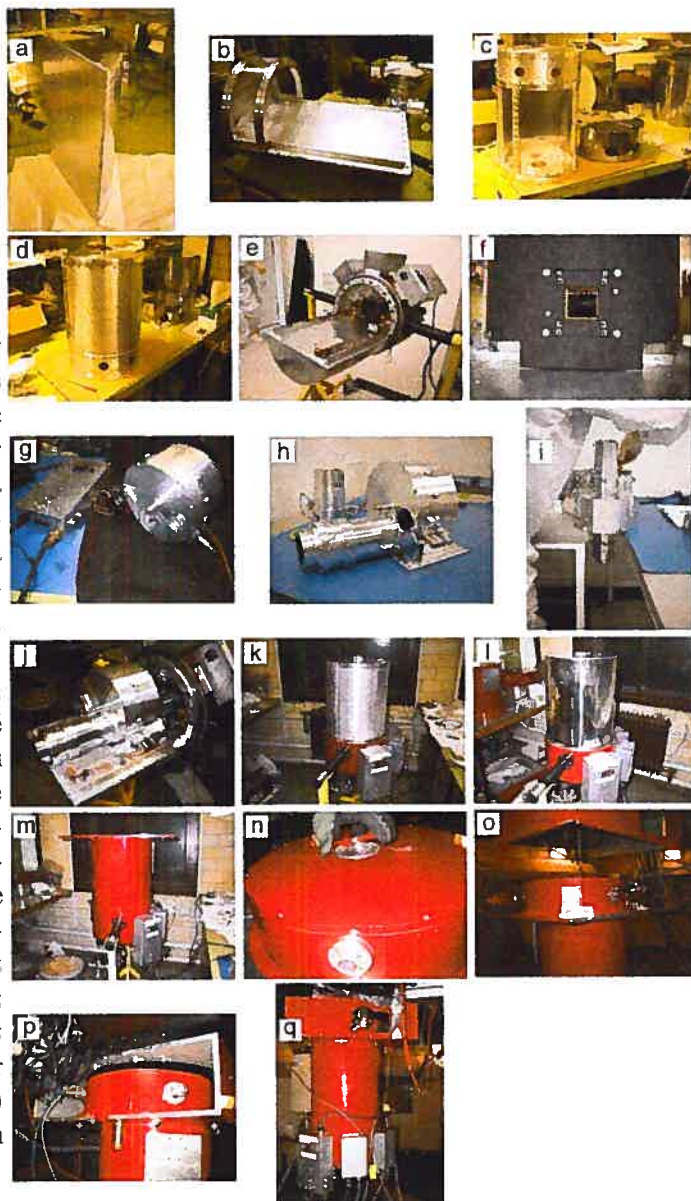
Les cylindres du caisson externe et du bouclier thermique sont chacun faits de deux morceaux et le squelette de l'enceinte froide se détache du réservoir en une seule pièce. Ceci permet l'ouverture du cryostat et l'accès au banc optique avec un minimum de démontage.

Un receptacle de charbon sec et un élément chauffant sont placés sur le réservoir afin d'améliorer la qualité du vide, l'un par absorption, l'autre par préchauffage. La pression atteinte dans ce cryostat est de  $10^{-5}$  Torr au pompage à chaud et de  $10^{-7}$  Torr lorsque SIMON est refroidi. L'instrument a été utilisé plusieurs semaines consécutives à l'OMM avec une bonne qualité de vide ( $\sim 10^{-6}$  Torr).

### 1.5.2.2 Fenêtre froide

La fenêtre du cryostat principal se situe entre le masque froid de spectroscopie et le détecteur. Bien que faible, son émissivité corps noir est suffisante pour produire un fond élevé sur les images ( $\geq 500$  électrons/sec/pixel à la température ambiante) dans les modes ne filtrant pas la radiation thermique  $\lambda \geq 1.8\mu\text{m}$  tels les modes spectroscopie

FIG. 1.8 – Photos du cryostat principal lors de son assemblage. Explication des images : a) le réservoir d'azote ; b) à d) montage de l'enceinte froide ; e) la base du cryostat est attachée au réservoir, les trois boîtes d'électronique et les câbles sont mis en place ; f) une vue rapprochée du détecteur monté sur le réservoir ; g) le boîtier des trois roues à filtres ; h) le banc de la collimatrice monté sur le boîtier avec le banc de la caméra en arrière plan ; i) l'ensemble du banc optique à la fin du montage ; j) le banc optique installé dans le cryostat ; k) l'enceinte froide refermée ; l) le bouclier thermique refermé ; m) le caisson externe est posé ce qui termine l'assemblage du cryostat principal (la même plaque carrée sert comme couvercle et comme base de l'espaceur) ; n) le cryostat de la roue à masques est vissé sur le cryostat principal ; o) l'espaceur est vissé sur le cryostat principal ; p) le CRAM peut simplement être glissé hors de l'espaceur en ouvrant la face nord ; q) SIMON finalement monté au télescope.





Amici et SP1.

Pour éviter cette source de bruit, la fenêtre est refroidie en l'isolant sur un anneau de G-10. Ainsi montée, la fenêtre se refroidit, en partie par émission radiative (elle voit de part et d'autre des surfaces froides à 77K), en partie par conduction (sa cellule est ancrée thermiquement au banc optique par une mince languette de cuivre). Sa température est régulée par un contrôleur et une résistance chauffante (voir figure 1.9). La fenêtre est régulée entre  $+20^{\circ}\text{C}$  (au démontage du CRAM) et  $-60^{\circ}\text{C}$  (la limite où le joint d'étanchéité conserve encore ses propriétés élastiques).

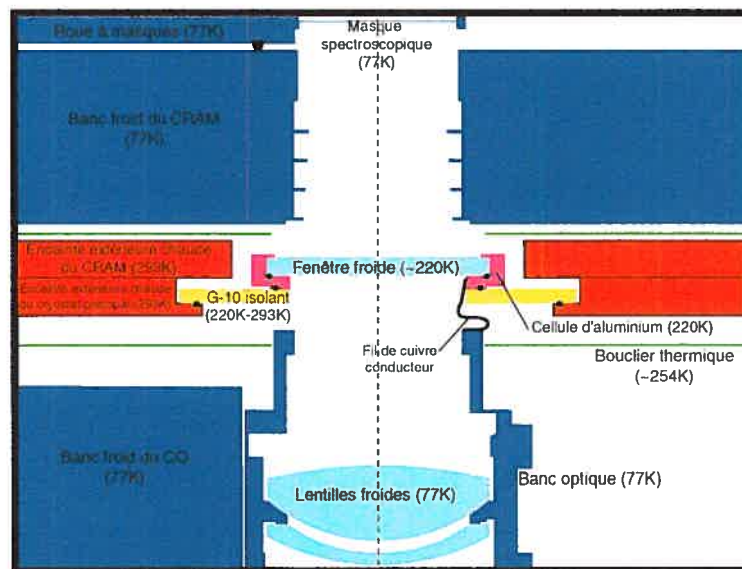


FIG. 1.9 – Schéma de montage de la fenêtre froide. La fenêtre froide est isolée de la paroi chaude du cryostat par un anneau de G-10 isolant. La fenêtre se refroidit de deux façons : 1) par refroidissement radiatif passif (la fenêtre 'voit' principalement des corps froids vers laquelle elle émet son énergie) et ; 2) par conduction au banc optique froid via un fil de cuivre. Afin que la température de la fenêtre ne chute pas sous les 220K (limite d'utilisation du joint d'étanchéité spécifiée par le fabricant), une résistance chauffante (absente sur le schéma) est montée sur la cellule de la fenêtre. La température est régulée par un contrôleur Lakeshore 331 à la température désirée.

Afin d'estimer le flux produit par la fenêtre froide, reçu sur un pixel, il faut intégrer le spectre d'émission d'un corps noir (la fonction de Planck) dans la gamme de longueur d'onde à laquelle le système est sensible. Ici, la combinaison détecteur/filtre à spectro-

pie Amici a une sensibilité entre 0.8 et  $\sim 2.5$  microns et l'émissivité du fluorure de calcium sans couche anti-reflet est de  $\sim 2.5\%$ . La fraction d'émission reçue par le détecteur venant d'un cône  $f/8$  est de  $(1-\cos(\text{atan}(0.5/8))) \approx 0.002^2$  à laquelle il faut retrancher l'obscurcissement centrale du masque de Lyot ( $\approx 47\%^2$ ). L'efficacité du système optique/détecteur doit être prise en compte, environ 35% en  $K$ , là où la majorité de l'émission corps noir se produit. Enfin, le flux doit être intégré sur un pixel du détecteur, soit  $18.5\mu\text{m} \times 18.5\mu\text{m}$ . Le résultat de ce calcul, à différentes températures de la fenêtre, est reporté à la figure 1.10 et confirme les mesures faites à différentes températures.

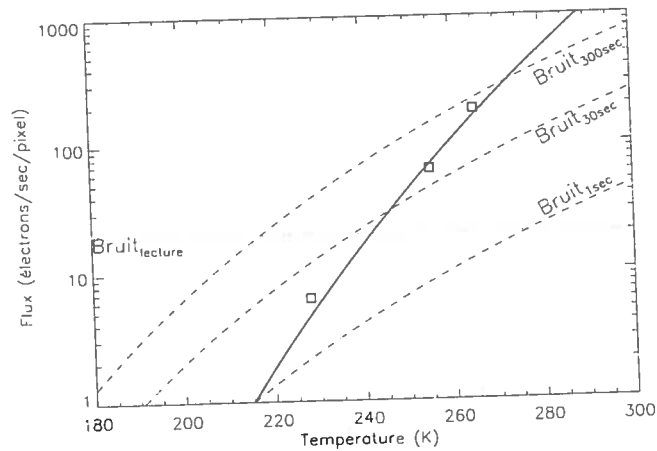


FIG. 1.10 – Contribution de l'émission thermique de la fenêtre froide à différentes températures de la fenêtre, telle que mesurée et modélisée. Le trait plein représente le modèle tel que décrit dans le texte. Les carrés indiquent les mesures prises le 10 décembre 2003 au TCFH (228 K,  $6.34 \pm 0.24$  é/sec/pixel, statistiques sur 28 images) et à l'OMM, le 12 septembre 2003 (253 K, 63 é/sec/pixel, une image) et le 27 mars 2003 (265 K,  $185 \pm 1$  é/sec/pixel, trois images). En traits hachurés est indiquée la contribution au bruit de fond donnée par le modèle, pour différents temps de pose. À 225K, le bruit de lecture demeure la contribution principale au bruit pour les poses plus courtes que  $\sim 2$  minutes. Au-delà de  $\sim 2$  minutes, le bruit associé à l'émission par la fenêtre devient prédominant.

Afin de mettre ce flux venant de la fenêtre froide en perspective, le bruit de photons résiduel ( $\sqrt{\text{signal}}$ ) est tracé en tirets pour différents temps d'intégration (1, 30 et 300

<sup>2</sup>L'angle solide est  $2\pi(1 - \cos(\theta))$  stéradians où  $\theta$  est déterminé par le rapport focal du faisceau  $f/8$ ,  $\theta = \text{atan}(0.5/8)$ .

secondes). Le bruit de lecture d'une seule pose est indiqué par une ligne pointillée à 20 électrons. À 225K, la contribution de la fenêtre commence à dominer après environ deux minutes, ce qui détermine le temps de pose maximal en spectroscopie Amici et SP1.

La puissance de refroidissement nécessaire ajoute  $\sim 1$  Watt au bilan thermique du cryostat principal mais celui-ci a une autonomie suffisante pour que ça ne soit pas un problème.

### 1.5.3 Cryostat de la roue à masques

Le CRAM permet de refroidir les masques spectroscopiques sous la température (200 K) où leur émission thermique ne contribue plus au bruit de fond. C'est ce qui permet la spectroscopie en bande  $K$  et donne à l'instrument son originalité. Par simplicité, un système de réfrigération à l'azote liquide a été choisi.

La nécessité de refroidir et réchauffer le cryostat en moins de 12 heures, l'espace restreint (15 cm) entre la bonnette et le plan focal du télescope, ainsi que la nécessité de placer une dizaine de masques dans la roue à masques obligent le CRAM à être plus large (43 cm) qu'épais (15 cm). Celui-ci contient les mêmes pièces que le cryostat principal (réservoir d'azote, roue à masques, enceinte froide, bouclier thermique, pieds de G-10 - voir figure 1.2) mais n'a pas de pièce d'optique sauf la fenêtre d'entrée (76 mm) et quelques baffles.

Malgré l'attention particulière apportée à la conception du réservoir d'azote (murs de retension internes), ces contraintes occasionnent des fuites d'azote lorsque le télescope pointe au nord. Le réservoir d'azote, de forme toroïdale, est fait d'aluminium usiné et soudé, puis traité thermiquement. Un plein contient 1.73 litres d'azote. Pour les cibles au nord du zénith, des fuites se produisent et le réservoir doit être rempli à nouveau au milieu de la nuit.

Le CRAM est conçu pour être démonté du télescope sans avoir à démonter SIMON au complet, d'où l'utilité de l'espaceur qui fait le lien entre la bonnette du télescope et le cryostat principal. Pour démonter le CRAM, il faut dévisser la face nord de l'espaceur et glisser le CRAM hors de la boîte. Des butoirs permettent de replacer le CRAM chaque fois à la même position. Une cannelure circulaire ménagée sur cette face de l'espaceur



accueille un joint d'étanchéité. Lorsque le CRAM est vissé en place, il écrase le joint ce qui permet de faire ensuite le vide dans le CRAM. Une fois démonté du télescope, le trou dans la base permet l'accès à la roue à masques pour remplacer les masques spectroscopiques.

La roue à masques (RAM), d'un diamètre de 30 cm, contient 11 positions. Son fonctionnement et sa construction sont en tous points identiques à celles des autres roues à filtres. Se référer à la section 1.5.4.2.

Pour accélérer la thermalisation de la RAM, celle-ci se trouve dans un boîtier froid (77 K), dont l'intérieur est peint en noir (tout comme la RAM). Le roulement à billes utilise des billes de saphir dont le coefficient de conduction à froid est meilleur que celui de l'acier. Trois éléments chauffants d'une puissance totale de 240 Watts, installés près du charbon sur le réservoir, servent à réchauffer le CRAM en une heure.

La qualité du vide obtenu dans le CRAM est aussi bonne que pour le cryostat principal,  $\sim 10^{-6}$  Torr à froid.

#### 1.5.4 Banc optique

Deux éléments principaux constituent le banc optique : d'une part, le boîtier des roues à filtres (roue à filtres, roue à Lyot, roue à grisms), d'autre part, les barillets de la collimatrice et de la caméra qui s'y attachent. Le tout forme un ensemble monolithique fixé au niveau du boîtier à la face plane du réservoir d'azote du cryostat principal (voir la figure 1.11). Cette forme favorise un lent refroidissement des lentilles. Par extension, le banc optique inclut aussi le montage du détecteur.

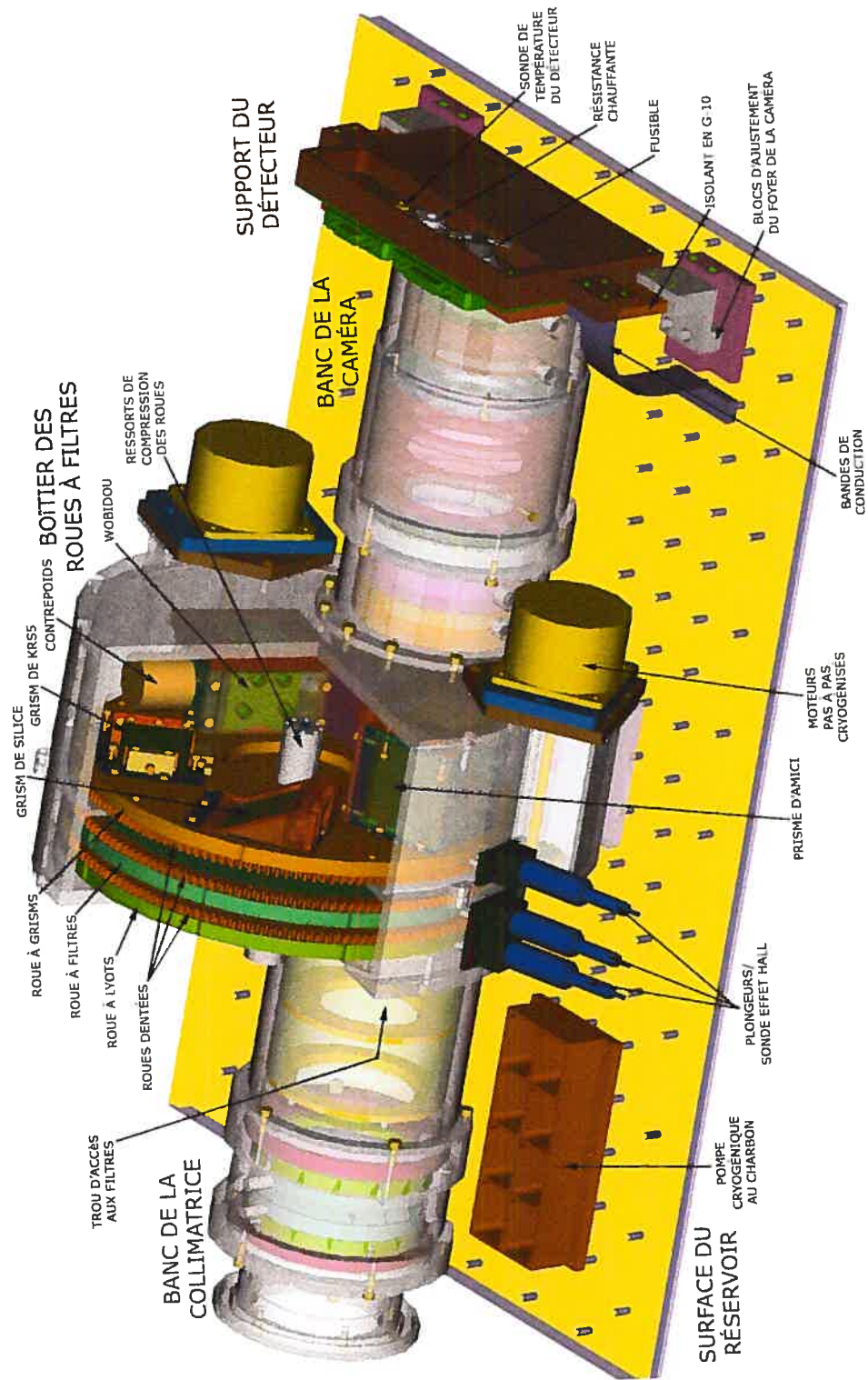


FIG. 1.11 – Schéma du banc optique de SIMON.

### 1.5.4.1 Montage des lentilles

Le banc optique contient sept lentilles disposées en trois groupes : le doublet de la collimatrice, le doublet de la caméra et le triplet de la caméra.

Le défi du montage de lentilles cryogéniques provient du fait que la contraction thermique (entre 293 K et 77 K) des verres IRG2 (-0.130%) et BAF<sub>2</sub> (-0.317%) est plus faible que celle de l'aluminium (-0.392%). Si, à chaud, les cellules épousent trop bien les lentilles, celles-ci risquent d'être écrasées et de casser à froid. On utilise donc des cellules d'aluminium de diamètre légèrement plus grand (de l'ordre de 200  $\mu\text{m}$ ) calculé pour que lentille et cellule s'épousent parfaitement à froid.

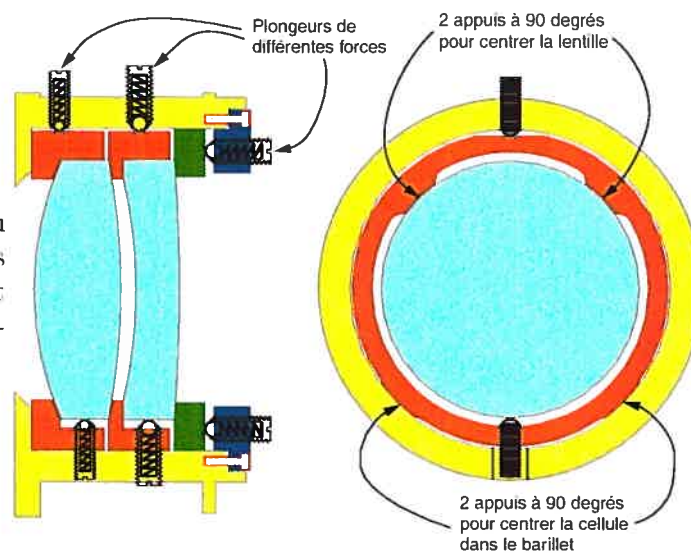
La figure 1.12 illustre le concept de fabrication des cellules de SIMON. La tolérance sur le centrage des lentilles et sur leur distance est de  $\sim 50\mu\text{m}$ . La contrainte de distance est moins sévère entre groupes de lentilles. Chaque lentille est centrée par trois appuis latéraux (deux appuis fixes plus un plongeur) et est positionnée axialement grâce à deux lèvres poussées par trois plongeurs. Chaque cellule est à son tour placée dans un barillet grâce au même type de montage. La force de compression appliquée par les plongeurs est de trois à cinq fois le poids de la lentille ou cellule en question.

Notons qu'à chaud, ce montage a comme conséquence que chaque lentille est fortement décentrée ( $\sim 200\mu\text{m}$ ). Il est difficile de modéliser le comportement dynamique des lentilles durant le refoiðissement mais l'excellente qualité d'image semble indiquer que les lentilles se centrent correctement à froid.

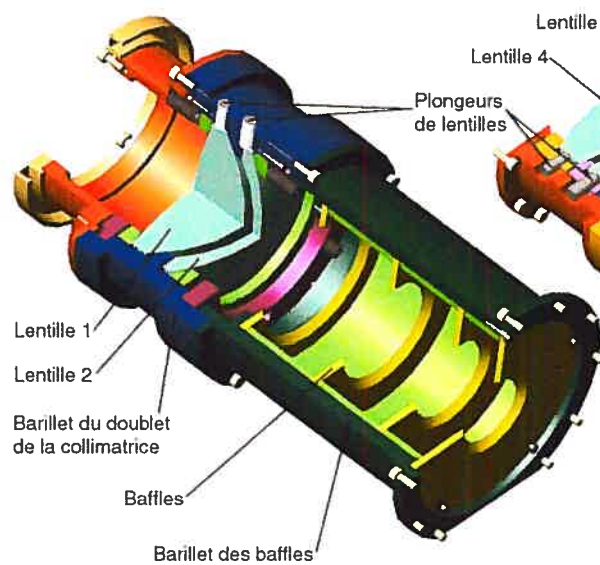
L'assemblage de l'optique a entièrement été réalisé en salle blanche. Un profondimètre (précision :  $\pm 1\mu\text{m}$ ) a été utilisé pour effectuer la mesure de position des lentilles, une fois montées dans les barillets. Se référer au tableau 1.3 qui donne le résultat de l'assemblage final des lentilles de SIMON par rapport aux positions attendues. Les lentilles 5, 6 et 7 sont systématiquement décalées axialement de  $\sim 411\mu\text{m}$  à froid. La modélisation Zemax confirme heureusement que ce décalage n'a pas d'influence négative perceptible sur la qualité d'images puisque la focale du faisceau est très grande à cet endroit. La position a donc été laissée telle quelle.

Le design monolithique du banc optique qui limite le contact thermique à la seule

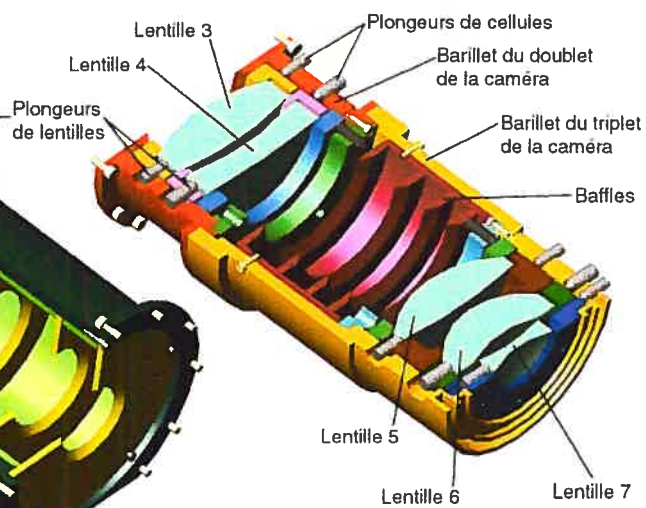
FIG. 1.12 - Schémas du montage des lentilles dans leur cellule (ci-contre) et des cellules dans les barillets (ci-bas).



Collimatrice



Caméra



face plate du boîtier semble être efficace. À son taux le plus rapide ( $\sim 4^\circ\text{C}/\text{minute}$ ), le refroidissement de la lentille #5 se fait  $\sim 5$  fois plus lentement que celui du réservoir d'azote.

#### 1.5.4.2 Roues à filtres

Le boîtier compte trois roues. La roue à filtres (RAF) offre neuf positions dont un trou dégagé et permet de recevoir des filtres de 30 mm de diamètre, inclinés à  $5^\circ$ . La roue à masques de Lyot (RAL) est identique mais des masques de Lyot sont insérés pour répondre aux différentes configurations envisagées (f/8 à l'OMM, f/8 au TCFH, avec optique adaptative, etc). Ceux-ci ont une ouverture de 20.00 mm et une obscuration centrale de 8.80 mm au TCFH (9.40 mm à l'OMM), légèrement sur-dimensionnées. On y place également des filtres à bande étroite ou hors du domaine thermique. Un trou dans la face avant du boîtier donne accès aux RAF et RAL et permet de retirer les cellules. Enfin, la roue à grisms (RAG) contient les deux grisms, le wobidou, le prisme d'Amici et un trou dégagé.

Les trois roues (en aluminium) utilisent un roulement à billes réduit à sa plus simple expression. Douze (RAG) ou seize (RAF et RAL) billes de saphir (diamètre de 4.76 mm) sont disposées entre deux cannelures en V et gardées équidistantes par un anneau d'aluminium percé d'autant de trous. Un ressort exerce une pression axiale de trois fois le poids de la roue. Rappelons que le saphir accélère la thermalisation par rapport à l'acier et que la conduction domine la radiation comme forme d'échange thermique.

Pour chaque roue, un moteur pas à pas (256 pas/tour, 100 micropas/pas), de marque Portescap (P530-258-012-10), alimenté en série actionne une roue dentée située sur le périmètre de la roue. Chaque moteur est modifié en remplaçant la graisse par un lubrifiant cryogénique fait de poudre de  $\text{MoS}_2$ . Le positionnement précis dans une position filtre est assuré par un plongeur et non par l'encodage du moteur.

Les plongeurs regroupent un mécanisme de positionnement (une bille d'acier comprimée par un ressort) et une sonde à effet Hall qui mesure la position de la bille (en fait un voltage qui doit être calibré). Ces plongeurs sont fabriqués dans les laboratoires du LAE (figure 1.13).

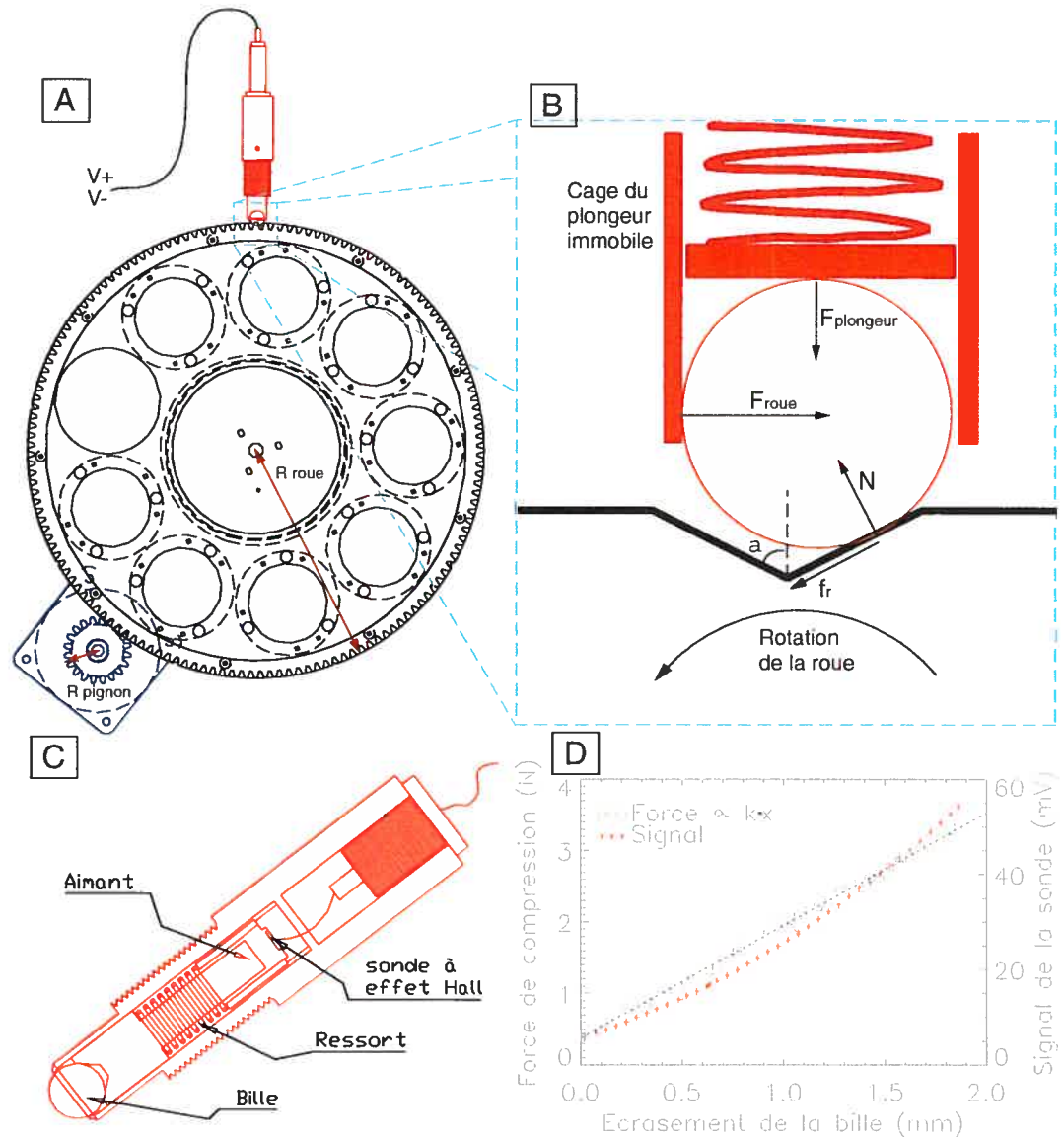


FIG. 1.13 – Fonctionnement des plongeurs qui équipent les quatre roues de SIMON. Le plongeur a deux utilités : 1) immobiliser la roue en place grâce à sa bille comprimée par un ressort lorsque elle se trouve dans une des neuf coches en V, 2) donner la position radiale précise ( $\pm 10\mu\text{m}$ ) de la bille grâce à une sonde à effet Hall (SEH). Le mécanisme de la roue à Lyot (RAL) est schématisé en A. Les détails mécaniques du plongeur apparaissent en C. La bille, qui est comprimée par un ressort, pousse sur un aimant dont les mouvements sont détectés par une petite SEH. Le graphique de la force de compression et de la tension aux bornes de la SEH en fonction de l'écrasement de la bille est présenté en D. La force est linéaire comme on s'y attend pour un ressort alors que la tension varie plus rapidement à mesure que l'aimant et la SEH se rapprochent. Le diagramme des forces agissant sur la bille du plongeur se trouve en B. Connaissant la force du moteur et la dimension du pignon, cela permet de déterminer la force à laquelle doit être réglé le plongeur (voir détails dans le texte).



Des entailles en V sur le pourtour de chaque roue marquent chaque position de filtre. Un plongeur est fixé au boîtier immobile et se détend lorsque la roue atteint une de ces entailles. Le moteur est éteint juste au moment où le plongeur commence à se détendre avant l'arrivée de la roue dans une entaille. La seule force du ressort du plongeur est suffisante pour positionner la roue dans le fond de l'entaille (répétitivité :  $25 \mu\text{m}$ ). La position est atteinte lorsque le voltage de la sonde à effet Hall dépasse une valeur seuil. Une des entailles est plus profonde et sert de position de référence. La force de compression du plongeur est ajustée pour être plus élevée que la force de friction du moteur au repos mais plus faible que sa force maximale. Ainsi, la force du moteur est suffisante pour faire sortir le plongeur de son entaille et faire tourner la roue. Afin d'éviter toute friction, un jeu d'environ 1 mm est laissé entre le pignon et l'engrenage.

Les grisms, le wobidou et le prisme d'Amici sont assemblés dans des cellules laissant un jeu pour s'adapter à la contraction thermique différentielle du verre et de l'aluminium. Les filtres sont montés dans des cellules avec une rondelle de compression pour la même raison.

#### 1.5.4.3 Montage du détecteur

Le détecteur est monté sur un circuit intégré, lui-même vissé sur le porte-détecteur, un système permettant d'ajuster manuellement la position axiale du détecteur afin de peaufiner le réglage du foyer de l'optique. Le porte-détecteur est lui-même isolé thermiquement du réservoir par deux supports en G-10. Le dos du détecteur est relié à la fois au réservoir par une languette de cuivre et à une résistance chauffante. Un circuit analogique permet de réguler précisément sa température à 80K. La mission au TCFH a montré que la variation de température est  $\leq 0.1\text{K}$  ce qui assure une stabilité du courant sombre. Entre le bout du banc optique et le détecteur est inséré un anneau de téflon qui empêche toute fuite lumineuse d'atteindre le détecteur.

#### 1.5.5 Modélisation thermique

La modélisation des échanges thermiques effectuée avait pour objectifs 1) d'obtenir un ordre de grandeur du temps d'autonomie et 2) d'identifier les sources principales

d'échange et minimiser leur apport. Les deux cryostats sont modélisés séparément en conditions de laboratoire. Dans cette configuration, le CRAM a deux fenêtres d'entrée et le cryostat principal a une fenêtre à température ambiante.

La figure 1.14 présente les composantes considérées dans la modélisation. Sous vide ( $\leq 10^{-5}$  Torr), seules la conduction et la radiation sont impliquées comme modes d'échange de chaleur. La convection de l'air reste négligeable sous des pressions de  $10^{-3}$  Torr. Voici une liste des apports de chaleur atteignant l'enceinte froide et dissipée par évaporation de l'azote liquide.

1. La radiation originaire du caisson chaud (température ambiante) en aluminium et réémise par le bouclier thermique.
2. La radiation entrant par la fenêtre d'entrée (les deux fenêtres dans le cas du CRAM).  
On adopte le modèle très simplifié d'une fenêtre de 76 mm de diamètre agissant comme un corps noir avec un coefficient d'émissivité de 100%.
3. La conduction par les supports de G-10 soutenant le bouclier thermique et l'enceinte froide.
4. La conduction à travers les différents fils de cuivre et de constantan qui alimentent et contrôlent les moteurs et l'électronique.
5. La conduction à travers le tuyau de remplissage d'azote fait en accordéon.

La puissance dissipée par conduction est donnée par :

$$H_{\text{conduction}} = \frac{K_t S (T_{\text{chaud}} - T_{\text{froid}})}{L} \quad (1.4)$$

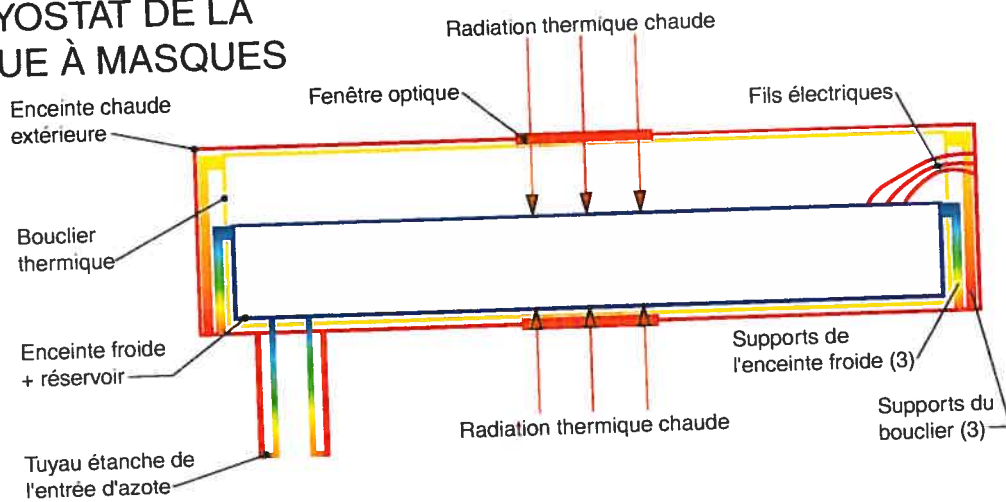
où  $K_t$  est le coefficient de conductivité thermique,  $S$  est la section de contact,  $L$  est la distance entre les deux corps de températures  $T_{\text{chaud}}$  et  $T_{\text{froid}}$ . La longueur des conducteurs résulte d'un compromis entre la conduction thermique et la rigidité.

La puissance dissipée par radiation, à l'équilibre, peut être décomposée en un apport venant de deux cylindres concentriques (Flynn, 1997)

$$H_{\text{radiation-cylindre}} = \frac{2\pi \frac{r_1+r_2}{2} \frac{h_1+h_2}{2} \sigma (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{r_1}{r_2} \frac{1-\epsilon_2}{\epsilon_2}} \quad (1.5)$$



## CRYOSTAT DE LA ROUE À MASQUES



## CRYOSTAT OPTIQUE

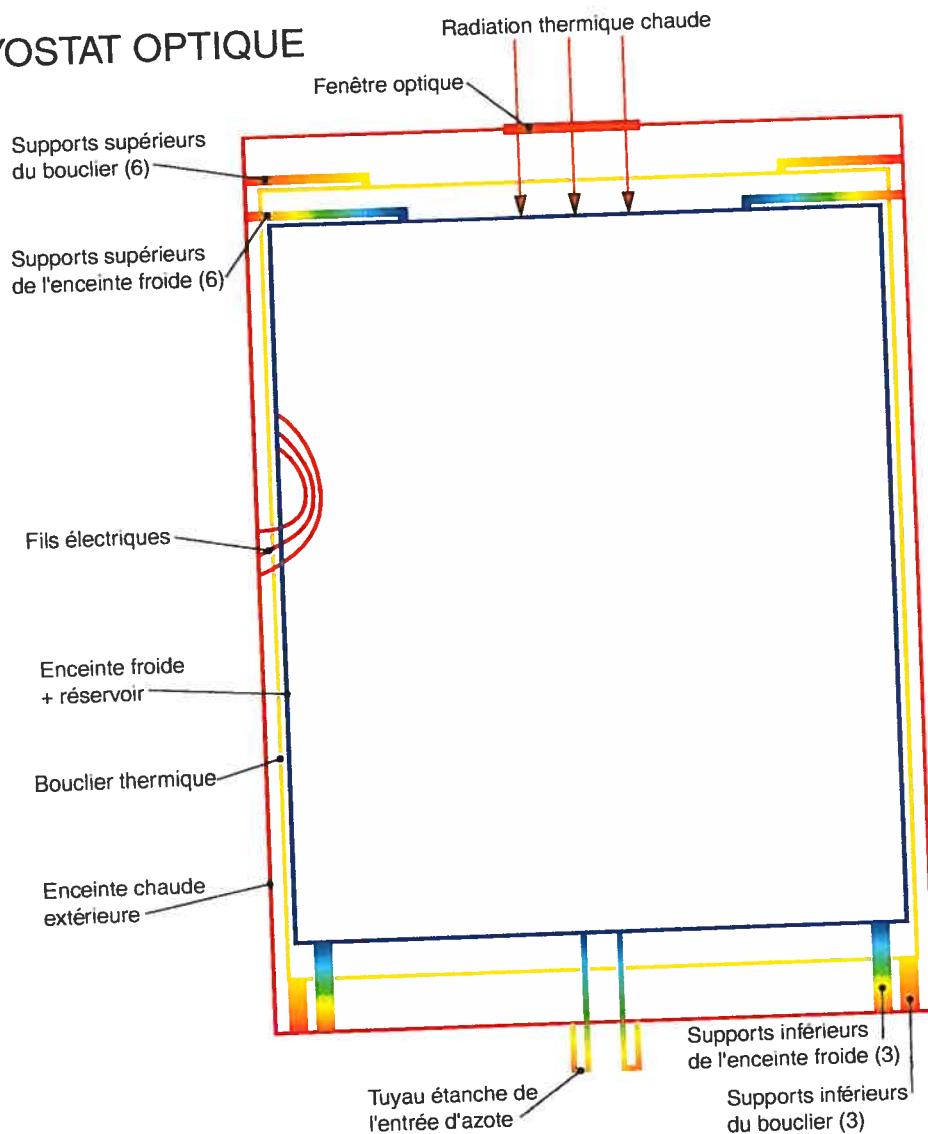


FIG. 1.14 - Modélisation des échanges thermiques du cryostat de la roue à masques (en haut) et du cryostat optique (en bas). La température approximative des pièces est donnée par le code de couleur (293 K : rouge, 77 K : bleu).

Cryostat principal - puissance dissipée vers l'enceinte froide			Cryostat de la roue à masques - puissance dissipée vers l'enceinte froide		
Composante	Type d'échange	Puissance	Composante	Type d'échange	Puissance
Bouclier thermique	Rad. cyl. (murs)	2.6 W	Fenêtres optiques	Rad. pla.	3.2 W
	+		Bouclier thermique	Rad. cyl. (murs)	2.3 W
	Rad. pla. (bouts)			+	
Supports bas	Conduction	1.7 W		Rad. pla. (bouts)	
Fenêtre optique	Rad. pla.	1.6 W	Supports	Conduction	0.6 W
Fils électriques	Conduction	0.6 W	Fils électriques	Conduction	0.3 W
Supports haut	Conduction	0.6 W	Tuyau de remplissage	Conduction	0.1 W
Tuyau de remplissage	Conduction	0.1 W			
		<b>Puissance totale :</b>	<b>7.3 W</b>		
				<b>Puissance totale :</b>	<b>6.4 W</b>

TAB. 1.4 – Bilan des échanges thermiques des cryostats en configuration de laboratoire. La température modélisée du bouclier thermique est de 255 K pour le cryostat principal et de 252 K pour le CRAM. Suite à quoi le bilan énergétique de l'ensemble du cryostat peut être calculé. L'autonomie prédite par ces modèles est de 56h et 12h respectivement avec un plein de 9.5 litres et 1.7 litres à la température ambiante de 23C.

et en celui de deux plaques parallèles à chaque extrémité des cylindres (Flynn, 1997)

$$H_{\text{radiation-plaque}} = \frac{\sigma S(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1} \quad (1.6)$$

où  $r_1$  et  $r_2$  sont les rayons des cylindres,  $h_1$  et  $h_2$ , leur hauteur,  $T_1$  et  $T_2$ , leur température,  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ , leur émissivité.  $S$  est la surface moyenne ( $\pi(\frac{r_1+r_2}{2})^2$ ) et  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann,  $\sigma = 5.6705 \times 10^{-8} \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ .

La première étape dans la réalisation du modèle est de déterminer la température du bouclier thermique. Ce point d'équilibre est obtenu quand la puissance atteignant le bouclier est égale à la puissance dissipée. Le bouclier perd son énergie radiativement vers l'enceinte froide interne mais gagne radiativement par l'enceinte chaude externe et par conduction à travers les supports.

Le tableau 1.4 présente le résultat de ces modèles pour chaque cryostat en donnant la contribution de chaque source de puissance.

Le principal apport d'énergie est la radiation du bouclier thermique. Sans bouclier thermique, cet apport aurait été  $\approx (296/255)^4 = 1.8$  fois plus important. Une contribution presque aussi importante est la conduction à travers les supports de G-10. Enfin, la radiation *corps noir* entrant par la fenêtre est une autre source d'importance, la première pour le CRAM. Ces résultats dépendent beaucoup des coefficients d'émission adoptés et

ceux-ci sont souvent incertains. Par exemple, le coefficient d'émissivité de l'aluminium ordinaire est de 9% ou plus, celui de l'aluminium poli, entre 5% et 8%.

La température d'équilibre modélisée du bouclier thermique est de 255 K, dans le cas du cryostat principal, de 252 K dans le cas du CRAM. Les valeurs mesurées en laboratoire sont de 256 K et 257 K, respectivement. L'autonomie mesurée en laboratoire est de 55 h et 10 h comparativement aux modèles qui prédisent 57 h et 12 h, respectivement pour le cryostat principal et le CRAM.

Le modèle montre que la courte autonomie du CRAM grimpe à 19 h en conditions réalistes d'observation (une seule fenêtre et une température ambiante de 5C). Mais un problème de perte d'azote lors d'observations vers le nord ou à angle horaire élevé oblige de toute façon à remplir le réservoir en milieu de nuit. L'autonomie du cryostat principal, même avec la fenêtre froide, ne pose aucune inquiétude.

## 1.6 ÉLECTRONIQUE

Trois sous-systèmes composent l'électronique de SIMON : l'électronique de lecture du détecteur ; l'électronique des moteurs ; et l'électronique auxiliaire. Le schéma est présenté à la figure 1.15.

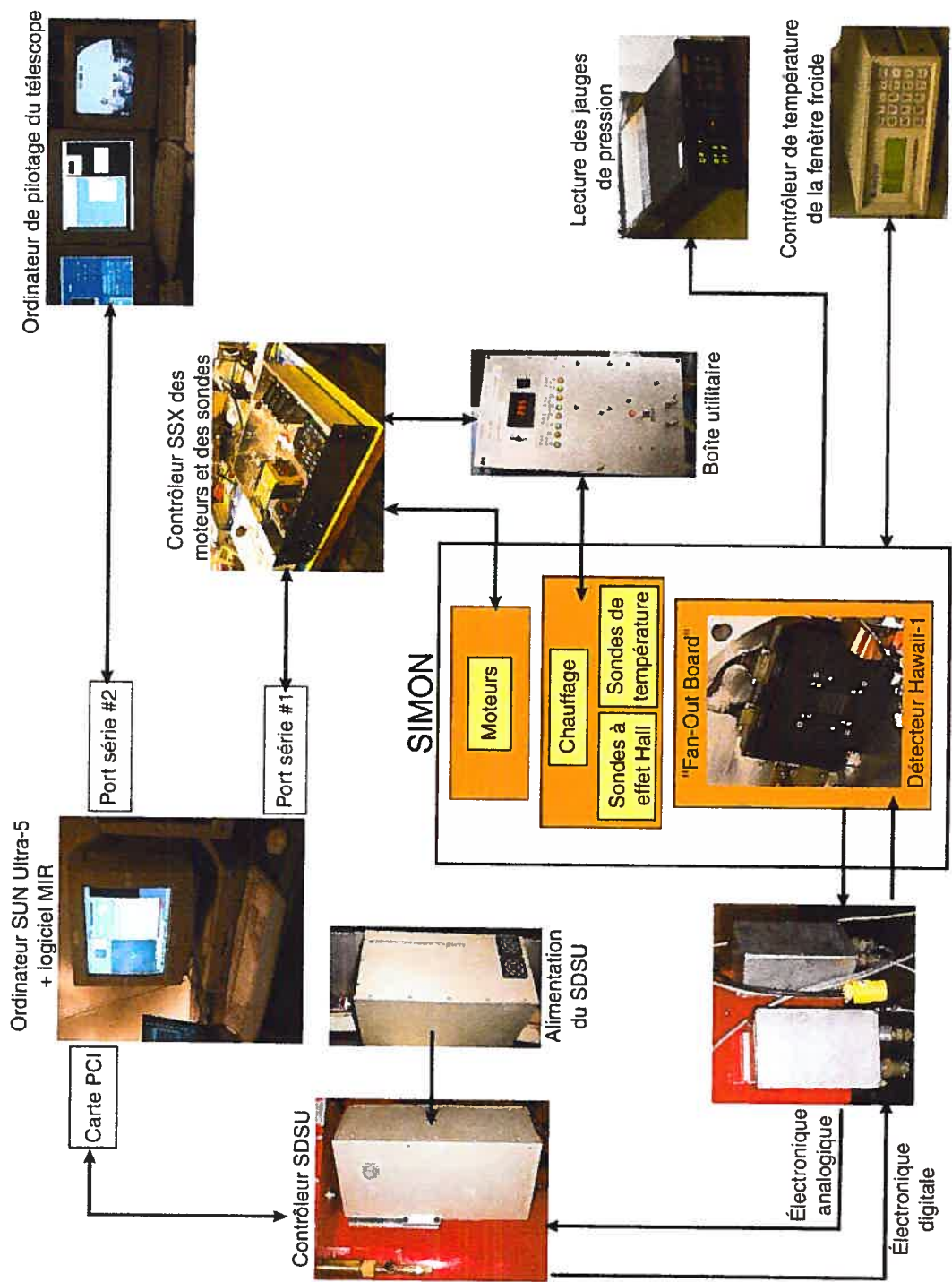


FIG. 1.15 – Schéma de l'électronique.

### 1.6.1 Électronique du détecteur

Le détecteur de SIMON, un Hawaii-1 fabriqué par Rockwell, possède  $1024 \times 1024$  pixels et est équipé de quatre amplificateurs. Il est monté sur une carte (le *fan-out board*) fabriquée au LAE qui fournit un voltage de référence (utilisé par le SDSU dans le but de réduire le bruit parasite commun aux quatre amplificateurs) et sert de tampon aux signaux de sortie des amplificateurs. Cette version du *fan-out board* n'a pas d'amplificateur cryogénique.

Les signaux sont relayés à un amplificateur (chaud, à l'extérieur du cryostat - la boîte d'électronique analogique) où est aussi réglée la tension de référence du signal, puis à un contrôleur SDSU (*San Diego State University*) de génération 2. C'est là qu'est digitalisé le signal (16 bits). Une carte de coaddition stocke les images en mémoire et fait des opérations simples d'addition d'images. Enfin, le contrôleur SDSU transmet les images à l'ordinateur d'acquisition, une station SUN Ultra-5 munie d'une carte PCI, à travers une paire de fibres optiques.

En plus de recevoir les signaux de sortie du détecteur, le SDSU en contrôle la lecture en générant les signaux d'horloge. Ces signaux d'horloge sont relayés à la carte numérique (chaude - la boîte d'électronique numérique) qui filtre et relaye un voltage numérique (4.2-5.0 V) au *fan-out board* pour lire les pixels.

### 1.6.2 Électronique des moteurs

Un contrôleur SSX-4 et quatre pilotes (*drivers*) MD125 (tous de *Oregon Micro System*) pilotent les moteurs pas à pas. Ces pièces sont réunies dans la "boîte noire". Celle-ci contient également l'alimentation 40 VDC des pilotes des moteurs, l'alimentation de 5 VDC du SSX-4 et une carte maison qui a comme fonctions : 1) de fixer le courant envoyé aux moteurs ; 2) de commuter l'alimentation des pilotes pour n'alimenter le moteur que lorsqu'il est utilisé ; 3) de numériser et relayer les signaux des sondes à effet Hall et des sondes de température venant de la boîte utilitaire vers l'ordinateur.

Chacun des moteurs (donc chacune des roues à filtres) est associé à un axe (x, y, z ou t). Le choix d'axe, de vitesse, d'accélération et de déplacement est envoyé par

l'ordinateur au contrôleur SSX-4 via un port série. Le contrôleur SSX prend en charge de relayer l'information au contrôleur du moteur visé. Les moteurs sont éteints après chaque mouvement. Quatre diodes sur la "boîte noire" indiquent l'état d'alimentation des moteurs (allumés ou éteints).

### 1.6.3 Électronique auxiliaire

La boîte utilitaire de SIMON, fabriquée au LAE, sert à donner une information visuelle sur la position des quatre roues à filtres (dans une position filtre, en mouvement ou à la position de référence) et sur la température de quatre sondes en plus de supporter les interrupteurs du chauffage des cryostats.

#### 1. Position des roues

La tension des senseurs à effet Hall, utilisés dans les plongeurs pour connaître la position des roues à filtres, est amplifiée dans le circuit de la boîte utilitaire. Des potentiomètres d'ajustement (un facteur additif et un facteur multiplicatif) permettent de régler le voltage auquel les diodes s'allument pour indiquer la position de chaque roue (une diode s'allume en position filtre, une seconde ne s'allume qu'en position de référence).

#### 2. Sondes de température

Quatre diodes calibrées à 77 K et 293 K sont alimentées et lues par la boîte utilitaire. Le CRAM compte une sonde près du doigt chauffant et le cryostat principal, trois sondes : sur le réservoir près du doigt chauffant, sur la lentille 5, et sur le boîtier du détecteur. Un sélecteur permet d'afficher la température de la sonde désirée.

#### 3. Chauffage

Les circuits de chauffage des cryostats sont activés par deux interrupteurs situés sur la boîte utilitaire. C'est la seule façon de les activer. La température de chauffage est limitée à  $\sim 50^\circ\text{C}$  d'après la température des sondes situées près des doigts chauffants.

Finalement, un contrôleur de température Lakeshore 331 permet de réguler précisément la température du détecteur (une sonde lit la température, une résistance produit la

chaleur et des languettes de cuivre reliées au réservoir fournissent la dissipation) et la température de la fenêtre froide (la dissipation de la chaleur s'effectue par radiation de façon passive). Un lecteur de pression Sentorr permet de suivre la pression des cryostats.

## 1.7 SYSTÈME D'ACQUISITION

### 1.7.1 MIR

MIR (pour Mégantic InfraRouge) est le logiciel d'acquisition qui pilote SIMON. Il prend en charge les trois systèmes de SIMON : la lecture du détecteur, le contrôle des roues à filtres et des sondes de température, et la communication avec l'ordinateur du télescope. MIR est écrit en Tcl/Tk qui associe un bouton à chaque programme exécutable. Les mêmes programmes peuvent alternativement être lancés depuis la ligne de commande. Cette souplesse d'utilisation permet la création de scénarios d'observation qui sont de simples scripts UNIX.

MIR consiste en deux fenêtres graphiques, MIR proprement dit, et DS9, comme fenêtre d'affichage des images. La figure 1.16 présente l'aspect visuel de la version utilisée avec SIMON. Six composantes visuelles constituent MIR : 1) les cases de paramètres comme le temps de pose et le nom du fichier ; 2) les menus et boutons de commandes ; 3) la fenêtre des messages produits par chaque commande ; 4) une ligne de commande ; 5) une barre de progression de la commande en cours ; et, 6) un affichage de la position des roues et de la température des sondes.

MIR peut être utilisé en mode à distance ou lancé en double, ce qui permet l'observation à distance (*remote observing*) ou l'aide à distance. Un journal de bord est automatiquement produit à chaque jour d'observation contenant plusieurs informations allant du nom du fichier au filtre utilisé.

### 1.7.2 Lecture du détecteur

La figure 1.17 schématise la lecture du détecteur de SIMON. Deux modes sont illustrés. Le mode NLEC=1 (*Correlated Double Sampling*) est celui utilisé par défaut. Il fait intervenir le nombre minimum de lectures du détecteur pour produire une image.

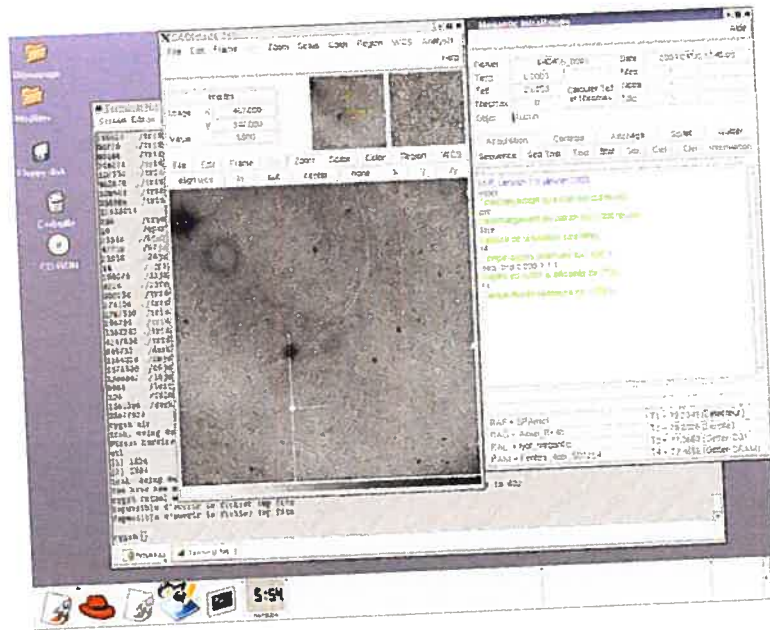


FIG. 1.16 - Aspect visuel du logiciel d'acquisition MIR.

Pour certaines applications où le fond du ciel est très bas et le bruit de lecture, limitant, il est possible d'utiliser le mode de lectures multiples (appelé NLEC - échantillonnage MSR).

Pour obtenir une image, il faut effectuer un cycle de mise à zéro, prendre une lecture de référence du potentiel, laisser un temps d'intégration, prendre une seconde lecture puis soustraire les deux lectures pour obtenir le flux. Comme SIMON n'a pas d'obturateur, le temps d'intégration est déterminé par le temps entre deux lectures d'un pixel. Le détecteur est continuellement remis à zéro lorsqu'aucune image n'est prise et continuellement lu pendant une intégration. Cela élimine entre autres le problème d'anomalie de mise à zéro (*Reset Anomaly*).

La programmation du SDSU est faite en langage assembleur. Toutes les opérations d'addition et de soustraction des lectures individuelles de potentiel sont réalisées dans la mémoire de la carte de coaddition. Le résultat en mémoire est une image qui peut soit être transférée à l'ordinateur pour la sauvegarder, soit être conservée pour être additionnée à l'image suivante dans le cas du mode de coaddition. Chaque image brute de SIMON fait



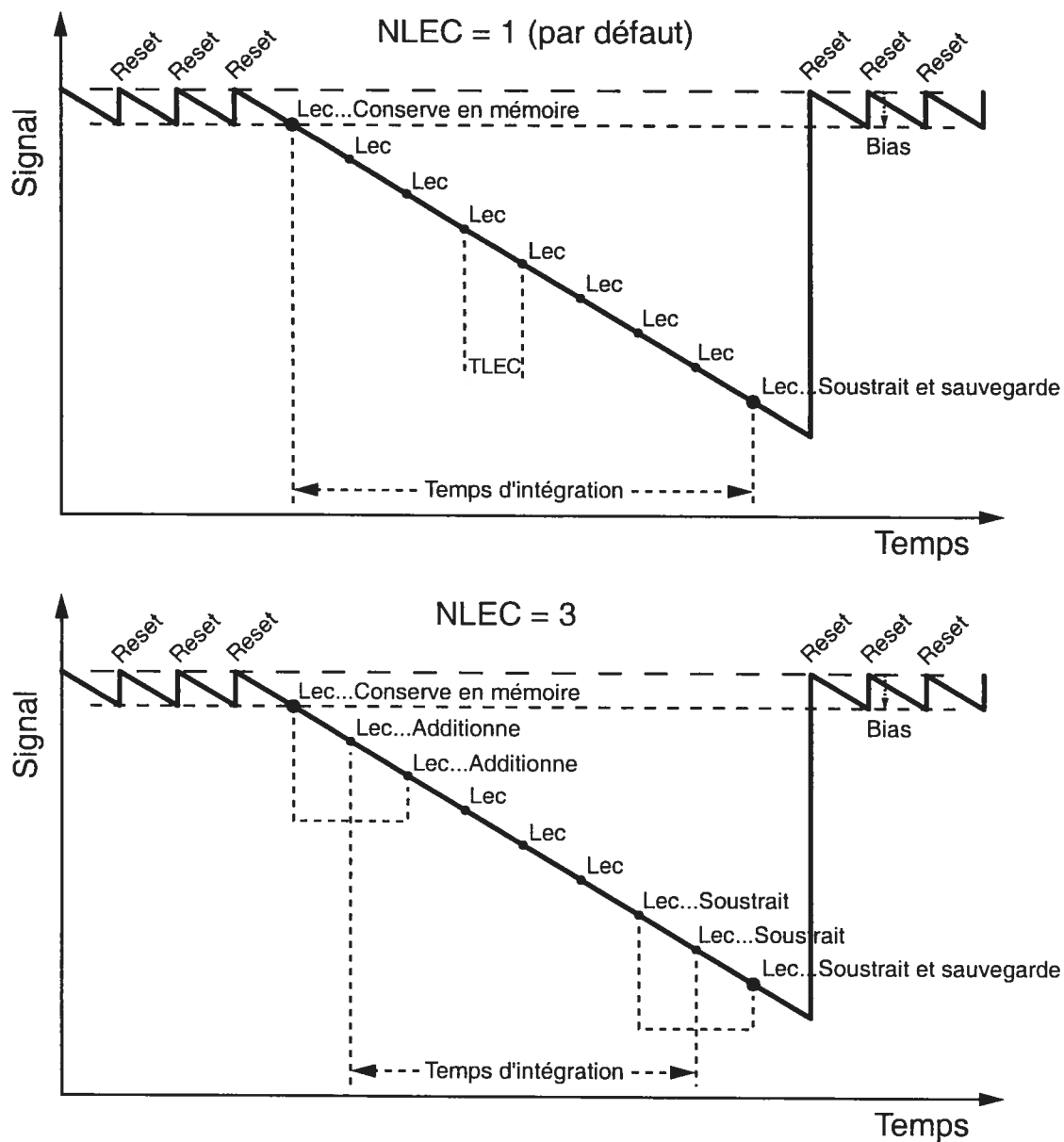


FIG. 1.17 – Schéma de lecture du détecteur dans le mode par défaut ( $nlec=1$ ) et dans le mode  $nlec=3$ . Le signal exprimé en Volts décroît proportionnellement au nombre de photons détectés. Quand le détecteur est inutilisé ou n'expose pas, une remise à zéro est continuellement faite. Quand il prend une pose, il relit régulièrement chaque pixel. Ceci permet de régler le problème de *reset anomaly*.

4 mégaoctets (32 bits/pixel).

Quatre vitesses de lecture ont été implémentées : 1, 3, 5 et 10  $\mu\text{sec}/\text{pixel}$ . Quatre amplificateurs lisent chacun  $512 \times 512$  pixels. Il faut donc, 0.26, 0.79, 1.31 ou 2.62 secondes, respectivement, pour effectuer une lecture complète du détecteur. La remise à zéro prend le même temps qu'une lecture. Il faut donc trois fois le temps de lecture pour prendre une pose du temps d'intégration minimum possible ( $t_{int} = t_{lec}$ ), soit 0.79, 2.36, 3.93 ou 7.86 secondes, selon le patron de lecture choisi.

Le patron de lecture utilisé par défaut est celui à  $10\mu\text{s}/\text{pixel}$ . On a remarqué que les patrons les plus rapides ( $1\mu\text{s}/\text{pixel}$  et  $3\mu\text{s}/\text{pixel}$ ) ont un effet non-désiré sur la qualité d'image. Un étalement faible (quelques pourcents) du signal se produit sur un ou deux pixels dans le sens horizontal.

### 1.7.3 Interaction avec le télescope

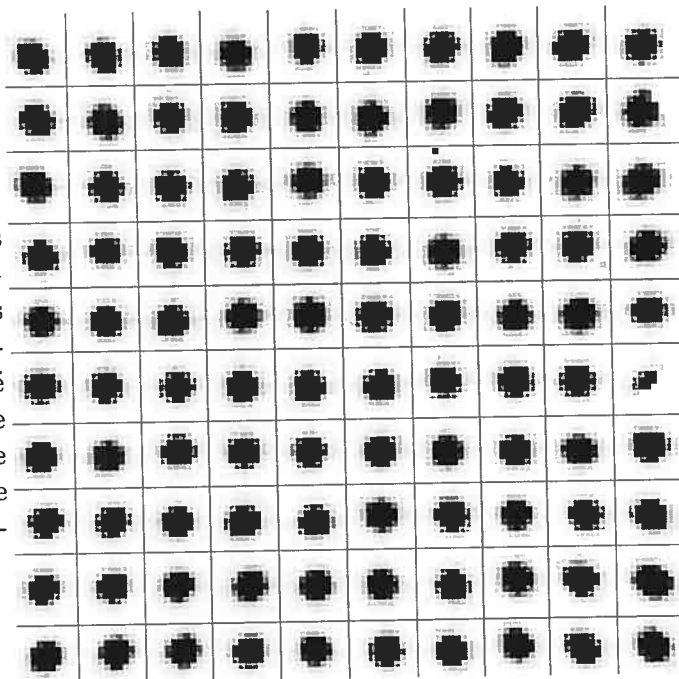
À travers le deuxième port série, l'ordinateur de SIMON communique avec l'ordinateur de pilotage du télescope. Ainsi, toutes les informations pertinentes du télescope sont recueillies et placées dans l'entête FITS des images. De plus, les commandes fréquemment utilisées de déplacements par *offset* et de position du foyer sont directement prises en charge par l'ordinateur de SIMON ce qui permet de créer des scénarios (*scripts*) d'observation et d'augmenter l'efficacité au télescope.

## 1.8 PERFORMANCES

### 1.8.1 Qualité d'image

La figure 1.18 donne un exemple de la qualité d'image obtenue en laboratoire en regardant une grille de distortion placée au plan focal d'entrée. La grille est constituée de 10 par 10 trous très fins ( $\sim 25\mu\text{m}$ ) régulièrement espacés (3.00 mm) qui couvrent tout le champ de vue. La qualité est excellente et uniforme. On devine une élongation radiale dans les coins de l'image. En fait, pour compenser le terme de coma introduit par l'optique du TCFH, le design optique de SIMON a un terme de coma inverse.

FIG. 1.18 – La qualité d'image de SIMON peut être constatée par l'observation d'une grille de distortion. Ici, l'intensité des 100 trous est affichée sur une échelle logarithmique en gros plan ( $11 \times 11$  pixels centrés sur chaque point) pour former cette mosaïque. L'image a été prise avec le filtre  $I$ . On constate l'uniformité de la qualité d'image sur l'ensemble du champ et une légère élongation (coma inverse) apparaissant dans les coins.



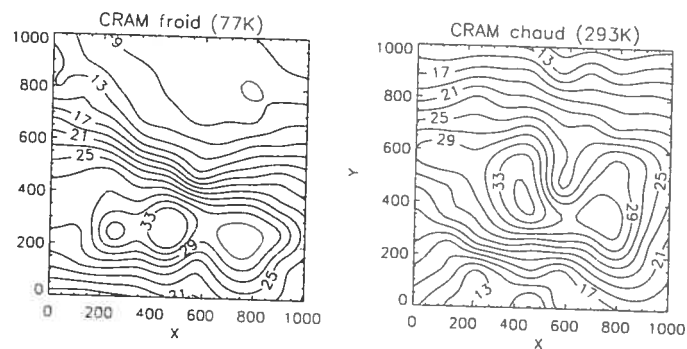
### 1.8.2 Ajustement du foyer de l'instrument

La mise au foyer de l'instrument vise à conjuguer correctement les masques spectroscopiques au plan focal à leur image sur le détecteur, et ce, à froid dans les conditions normales d'utilisation. Cet ajustement est fait de façon permanente et nécessite de l'usinage pour être modifié. C'est la distance masque-collimatrice le long de l'axe optique qui est ajustée. Une grille de distortion inclinée est placée au plan focal dans le CRAM, à froid. La position du meilleur foyer est obtenue là où le flux encadré dans le pixel central par rapport au flux total de la source est maximisé. La figure 1.19 montre les cartes de contour des valeurs obtenues, à chaud et à froid.

La position des foyers chaud et froid diffère de  $\sim 200$  pixels, soit  $\sim 200\mu\text{m}$  le long de l'axe optique à l'angle d'inclinaison choisi. Cette différence est causée par la contraction des trois supports de G-10 qui tiennent le réservoir et la roue à masques. Le coefficient de contraction du G-10 est de  $-0.22\%$ , la longueur des pieds,  $\sim 90\text{mm}$ , donc la contraction attendue de  $90 \times -0.22\% \approx 198\mu\text{m}$ .

Cette méthode a permis de trouver avec précision la position du meilleur foyer à froid, puis d'interpréter cette position pour faire des ajustements par usinage à chaud en tenant

FIG. 1.19 - Ajustement du foyer instrumental de SIMON. Une grille de distortion inclinée selon l'axe Y a été placée au foyer de l'instrument, à froid et à chaud. La carte des contours représente le rapport *flux encadré dans le pixel central* sur *flux total* des sources. La position des foyers chaud et froid diffère de  $\sim 200$  pixels, soit  $\sim 200\mu\text{m}$  le long de l'axe optique à l'angle d'inclinaison choisi.



compte de la contraction thermique.

Des tests rapides avec le cryostat penché à 60 degrés ont montré que les torsions mécaniques axiales sont à niveau négligeable et n'induisent pas de changement de foyer.

### 1.8.3 Vérification de l'achromatisme de la caméra

La figure 1.20 montre la qualité d'image d'une séquence de foyer sur les sources produites par une grille de distortion, à travers les quatre filtres à bande large,  $I, J, H, K_S$ . La pleine largeur à mi-hauteur (PLMH) et le rapport *flux encadré dans le pixel central* sur *flux total* ont été mesurés et donnent des résultats similaires. La position du foyer est la même pour les quatre filtres. Cette confirmation est essentielle car SIMON est aussi un spectrographe, ce qui demande à ce que le spectre soit au foyer dans la fente pour l'ensemble du domaine spectral considéré.

### 1.8.4 Échelle et distortion

Pour mesurer l'échelle spatiale du champ de SIMON, une grille de distortion chaude a été placée au plan focal de l'instrument. La position des sources a été mesurée avec SExtractor. L'espacement moyen sur les images est de  $109.626 \pm 0.050$  pixels. Connaissant l'espacement des trous de la grille ( $3.000 \pm 0.001$  mm), l'échelle de SIMON au plan focal est de  $0.02737 \pm 0.00002$  mm/pixel. Il suffit de multiplier cette valeur par l'échelle au

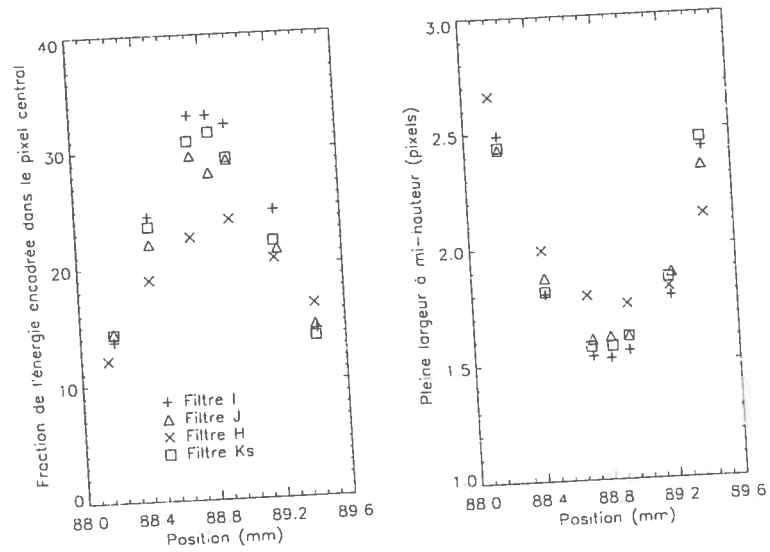


FIG. 1.20 - Position du foyer des quatre filtres à bande large de SIMON. L'énergie encadrée (le pixel le plus brillant divisé par le flux intégré) et la pleine largeur à mi-hauteur ont été mesurés à différentes position du foyer. La qualité d'image est très bonne puisque la PLMH est  $\leq 2$  pixels (sous-échantillonnée) et les filtres ont tous le même foyer, tel qu'attendu.

Télescope et focale	Diamètre du miroir primaire (mm)	Échelle au plan focal ("/mm)	Échelle au détecteur ("/pixel)	Champ de vue
OMM-f/8	1575	16.370	$0.4480 \pm 0.0002$	$7.6' \times 7.6'$
OMM-f/15	1575	8.731	$0.2389 \pm 0.0001$	$4.1' \times 4.1'$
TCFH-f/8	3592	7.178	$0.1964 \pm 0.0001$	$3.3' \times 3.3'$

TAB. 1.5 – Échelle de SIMON à l'OMM et au TCFH.

plan focal du télescope

$$\text{échelle}_{\text{plan focal}} ("/\text{mm}) = \frac{3600''/^{\circ} \times 180^{\circ}/\pi}{\text{rapport focal} \times \text{diamètre miroir}(\text{mm})} \quad (1.7)$$

pour retrouver l'échelle de l'instrument en secondes d'arc par pixel. Le tableau 1.5 donne l'échelle de SIMON à Mégantic et au TCFH ainsi que les diamètres et rapports focaux adoptés. Les mesures sur le ciel s'accordent avec ces valeurs.

La distortion de champ est mesurée à partir des mêmes images du masque de distortion, cette fois en étudiant les *déviations* par rapport à l'échelle linéaire moyenne (les déviations par rapport à 109.626 pixels/trou). La figure 1.21 montre la distortion mesurée. Le pourcentage de distortion dans les coins (0.3%) est légèrement supérieur à la valeur obtenue par le modèle Zemax mais demeure sous les 2 pixels. Dans un rayon de 500 pixels autour du centre, la distortion est négligeable, à moins de 0.5 pixel. Ce faible niveau de distortion satisfait à la plupart des projets scientifiques.

### 1.8.5 Gain et bruit de lecture

Le gain est le facteur de transformation entre les unités de base que sont les unités de conversion numérique (*Analog Digital Unit* - ADU) et les photons (ou électrons, c'est équivalent si chaque photon détecté libère un électron dans le détecteur).

La courbe de transfert est la méthode classique pour mesurer le gain. Cette technique demande d'obtenir des images d'une plage uniforme, à différentes intensités et d'effectuer une mesure de flux moyen et de la variance sur ces images.

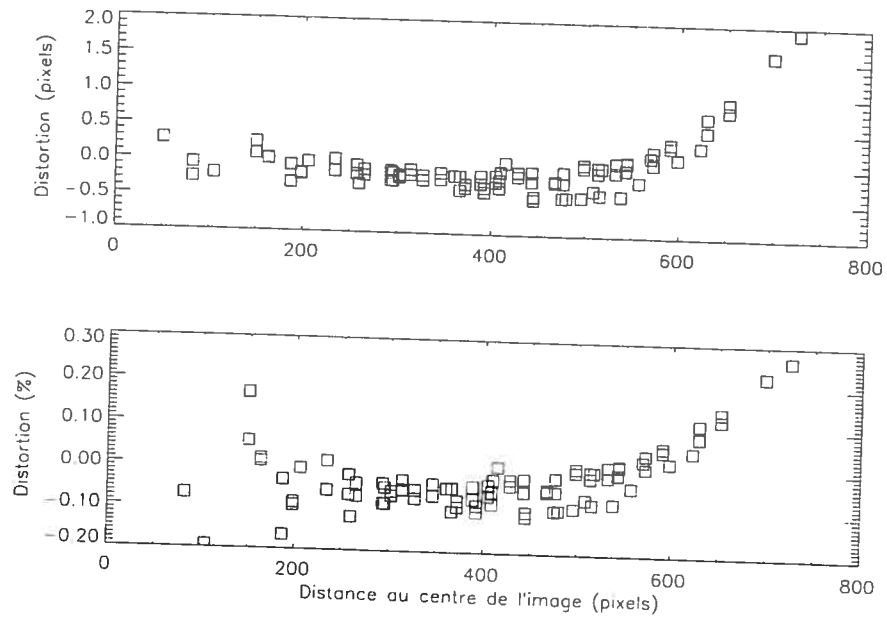


FIG. 1.21 - Distortion géométrique des images de SIMON. Le graphique du haut représente la différence radiale, exprimées en pixels, entre les points mesurés et ceux d'une grille régulièrement espacée. La distortion demeure en-deçà de 0.5 pixel à 500 pixels du centre de l'image et augmente rapidement par la suite jusqu'à 2 pixels dans le coin de l'image. Le graphique du bas exprime la distortion en pourcentage de la distance radiale au centre de l'image. Les points près du centre semblent dévier fortement lorsque exprimés en termes relatifs, mais de façon absolue, ils dévient par moins de 0.5 pixel. La distortion n'est que de 0.3% dans les coins.

On suppose que la distribution d'intensité des photons détectés suit une distribution de Poisson. Autrement dit :  $\text{bruit} = \sqrt{\text{signal}}$ . On peut montrer que

$$\text{gain}[e^-/\text{adu}] = \frac{\text{signal}[\text{adu}]}{\text{variance}[\text{adu}^2]} \quad (1.8)$$

Le bruit de lecture sur chaque image ajoute une contribution constante à la variance mesurée sur les images. Ainsi, si l'on trace la variance mesurée (en adu) en fonction du signal mesuré (en adu) sur des images d'une plage uniforme obtenues à différentes intensités, le gain est l'inverse de la pente et le bruit de lecture est déduit de l'ordonnée à l'origine :

$$\text{variance}[\text{adu}^2] = (\text{bruit}[e^-]/\text{gain}[e^-/\text{adu}])^2 + \text{signal}[\text{adu}]/\text{gain}[e^-/\text{adu}] \quad (1.9)$$

La figure 1.22 est le résultat de cette analyse sur le détecteur de SIMON. Le gain mesuré est pratiquement le même,  $2.40 \pm 0.05 e^-/\text{adu}$ , pour les quatre quadrants.

Cette analyse permet également de déterminer le bruit de lecture du détecteur. Toutefois, la mesure d'écart type sur une image prise dans le noir est plus juste car elle ne dépend d'aucun ajustement. Le bruit de lecture est à un niveau de  $\approx 20 \pm 2$  électrons.

### 1.8.5.1 Courant sombre et niveau seuil

Le courant sombre et le niveau seuil (*bias* en anglais) sont mis en évidence en prenant des images dans le noir et en insérant un masque d'obstruction froid dans le faisceau optique. Comme on peut le voir dans la pose de trois secondes de la figure 1.23, le fond de l'image présente une structure de bandes verticales dont l'amplitude est très faible : moins de 7 adus. C'est le niveau seuil et sa structure est intimement liée au mode de lecture du détecteur. Ici, on utilisait le patron de lecture de  $10\mu\text{m}/\text{pixel}$ . À  $1\mu\text{m}/\text{pixel}$ , le niveau seuil est un peu plus élevé.

Le courant sombre apparaît lentement sur les poses plus longues. Il se présente en deux formes. Le fond général de l'image croît au rythme de  $\sim 0.4$  électron par seconde, un niveau typique pour ces détecteurs. Mais huit régions dans le haut et le bas du détecteur



## Gain et bruit de lecture des quatre quadrants du détecteur

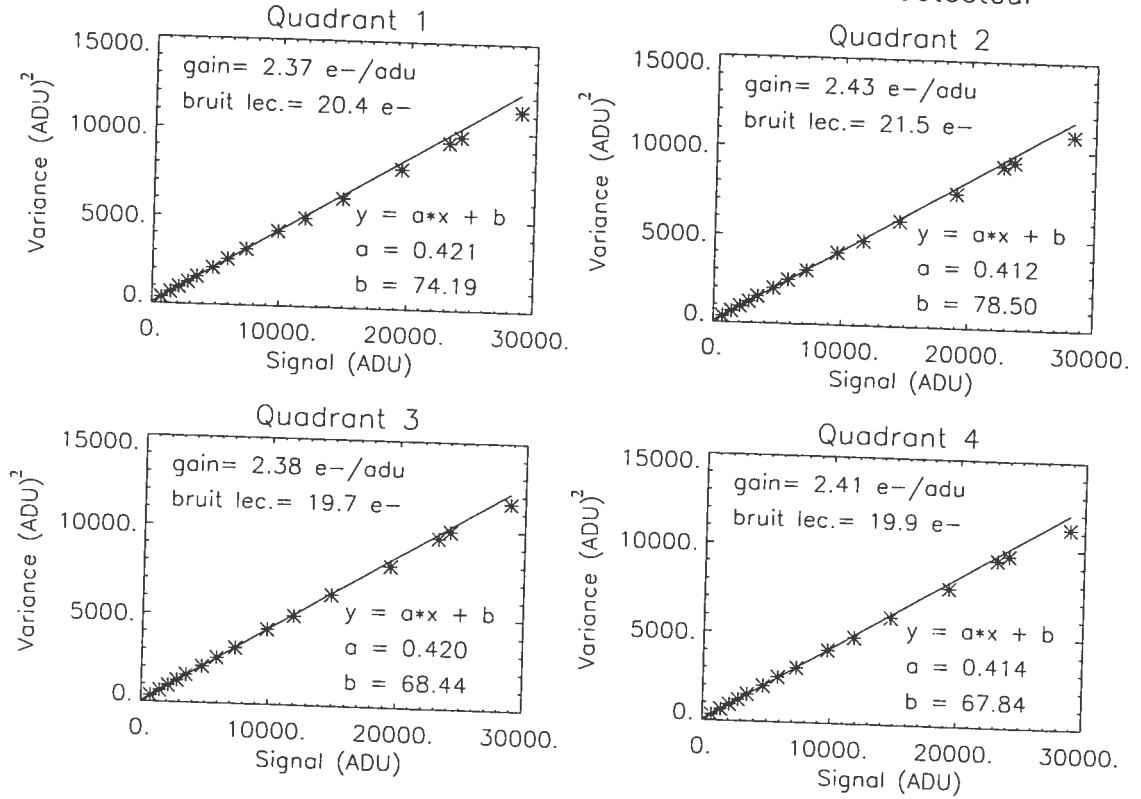


FIG. 1.22 – Gain et bruit de lecture des quatre quadrants de SIMON. Des paires d'images d'une plage uniforme, à différentes intensités, ont été analysées. La variance est mesurée sur la soustraction des deux images d'une paire (mais divisée par 2 pour retrouver la variance d'une seule image). Le signal est simplement la médiane sur l'une des deux images. Ces deux mesures sont répétées pour chacun des quatre amplificateurs et à chacun des temps de pose pour donner ce graphique. Le gain est égal à l'inverse de la pente,  $a$ . L'ajustement de la droite est appliqué sur les sept premiers points des graphiques, c'est-à-dire dans le régime linéaire du détecteur où le signal est sous 7000 adu. L'incertitude sur le gain est de  $\sim 0.05$  e<sup>-</sup>/adu et sur le bruit de  $\sim 2$  e<sup>-</sup>.

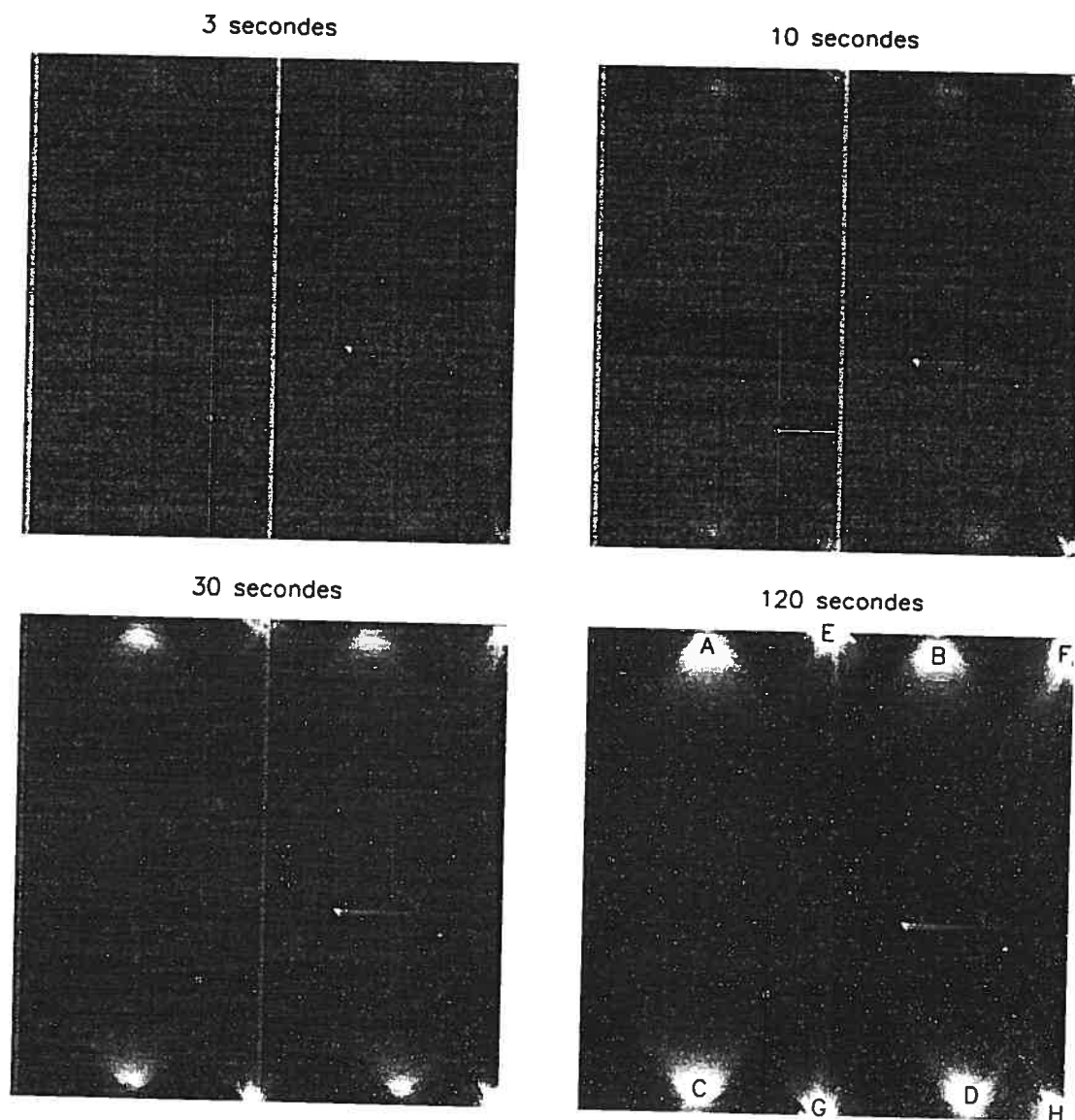


FIG. 1.23 - Courant sombre du détecteur à différents temps d'exposition (3, 10, 30, 120 secondes). Un masque froid est inséré dans le faisceau optique pour qu'aucune lumière n'entre dans l'instrument. Huit régions (A à H) ont un courant sombre plus élevé que la moyenne de 0.4 électron/seconde.

ont un courant sombre beaucoup plus grand (2-3 électrons par seconde). Ce courant est attribuable à l'émission thermique de convertisseurs numériques situés à proximité du détecteur.

La stabilité du courant sombre est assurée par la régulation de la température du détecteur par un circuit électrique analogique. Des mesures prises au cours de la nuit du 14 décembre 2003 lorsque SIMON est resté pointé sur une même cible pendant plus de six heures montrent une variabilité très faible de la température du détecteur de l'ordre de 0.1 K, sous la précision numérique de nos mesures (0.15 K).

### 1.8.6 Linéarité et saturation

En général, les détecteurs IR n'offrent pas une réponse parfaitement linéaire aux photons qu'ils détectent. Pour caractériser la courbe de linéarité de SIMON, des images de plage uniforme ont été obtenues, cinq par temps d'exposition, pour des temps compris entre 3 secondes (500 adu) et 120 secondes (30000 adu) en laboratoire avec une lampe d'intensité constante. La figure 1.24 montre la courbe de linéarité ainsi obtenue. La réponse du détecteur devient non-linéaire à 1% vers 12 kadu, à 2% vers 18 kadu, à 4% vers 28 kadu. Vers 30 kadu, les pixels commencent à saturer. L'équation de correction qui transforme une valeur mesurée (en adu) en valeur corrigée ( $adu_{corr}$ ) est :

$$adu_{corr} = 29.4 + 0.984789 \times adu + 1.95971^{-6} \times adu^2 (\text{pour } adu \geq 4122) \quad (1.10)$$

La correction devrait être appliquée après avoir soustrait le courant sombre et divisé par une plage uniforme normalisée à 1 puisque c'est le traitement qui a été fait sur les images ayant servi à produire cette équation. Ce niveau de non-linéarité est typique pour un détecteur infrarouge. Par exemple, voir OSIRIS (1999, [http://www.ctio.noao.edu/instruments/ir\\_instruments/osiris/manual/array.html##linsat](http://www.ctio.noao.edu/instruments/ir_instruments/osiris/manual/array.html##linsat)).

### 1.8.7 Plages uniformes

La figure 1.25 présente la structure de la plage uniforme normalisée en bande  $J$ . Les déviations médianes autour de la médiane (une mesure équivalente à l'écart type mais

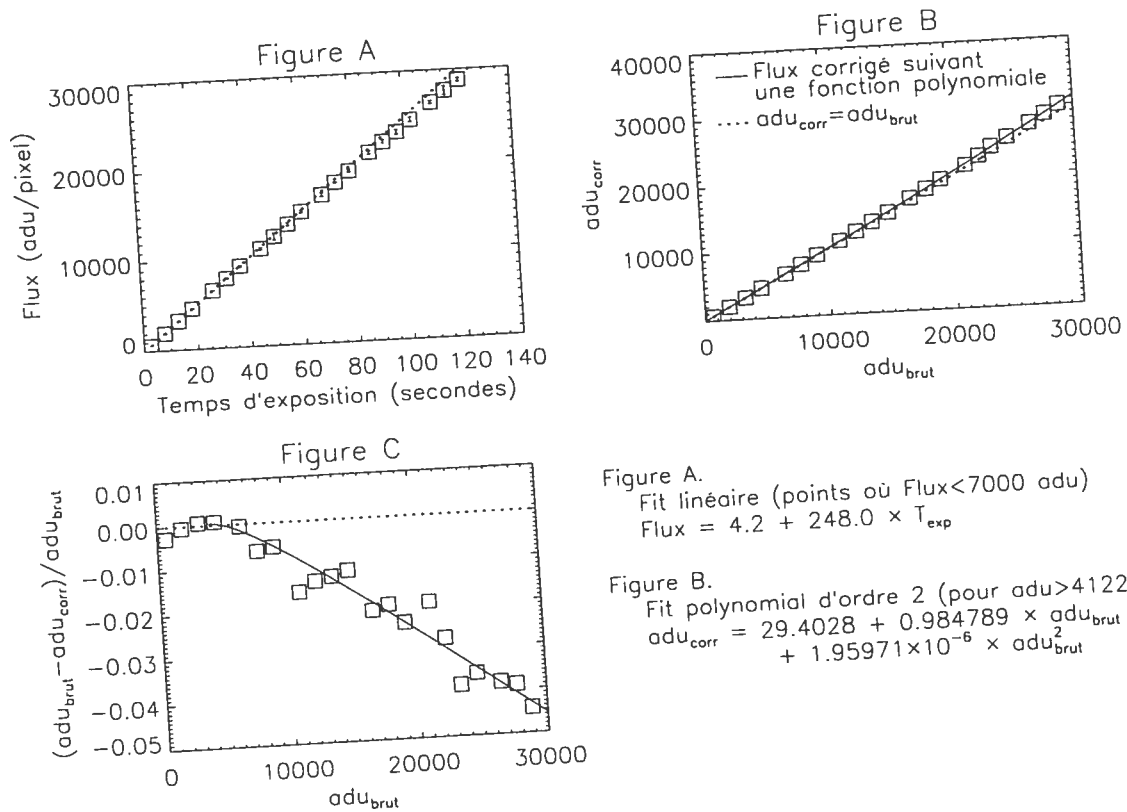


Figure A.  
Fit linéaire (points où Flux < 7000 adu)  
 $Flux = 4.2 + 248.0 \times T_{exp}$

Figure B.  
Fit polynomial d'ordre 2 (pour  $adu > 4122$ )  
 $adu_{corr} = 29.4028 + 0.984789 \times adu_{brut} + 1.95971 \times 10^{-6} \times adu_{brut}^2$

FIG. 1.24 – Linéarité du détecteur de SIMON. Le graphique A représente le flux mesuré en fonction du temps d'exposition. La ligne pointillée correspond à la droite passant par les points où la réponse est linéaire ( $flux \leq 7000$  adu). La correction pour linéariser la réponse du détecteur est la différence entre les points mesurés et cette droite. Le graphique B présente la courbe du flux corrigé en fonction du flux mesuré qui peut être paramétrisée par une fonction polynomiale d'ordre 2 (pour  $flux \geq 4122$  adu). En pointillés se superpose la droite sans correction. Enfin, la courbe de non-linéarité exprimée en pourcentage est présentée au graphique C.

moins affectée par les valeurs très déviantes) sont de 5.4%. Une double crête traverse le centre du détecteur, du haut vers la gauche et une plus petite est visible en-haut à droite. Ces structures se retrouvent dans tous les filtres et doivent être liées au détecteur lui-même. Ces structures semblent être stables puisque leur empreinte disparaît sans problème lors de la division par la plage uniforme.

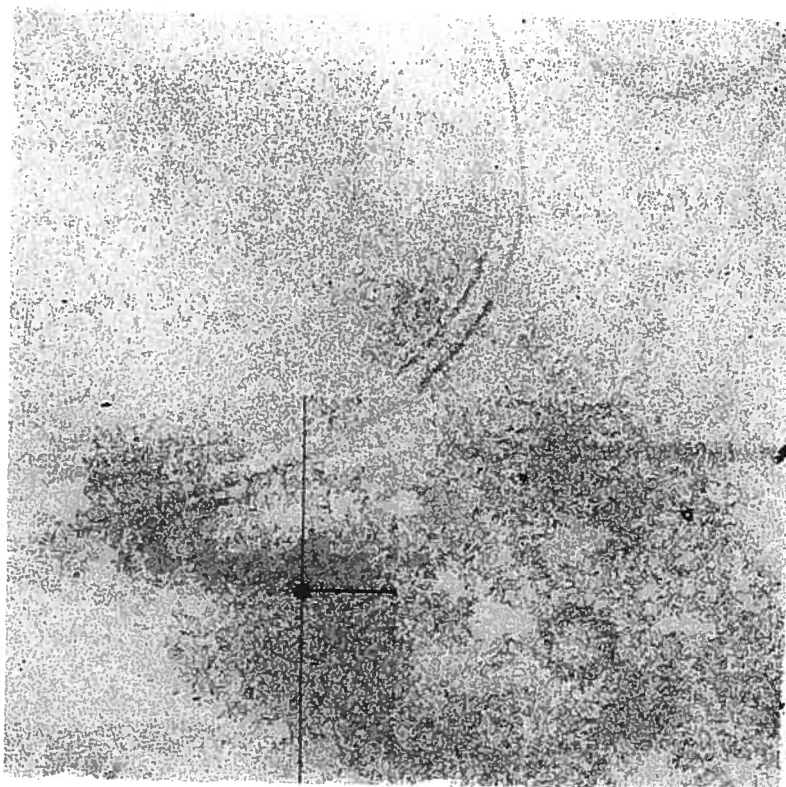


FIG. 1.25 – Exemple d'une plage uniforme en bande *J* en mode imagerie.

### 1.8.8 Carte des mauvais pixels

La figure 1.26 montre la carte des mauvais pixels de SIMON. Le plus grand groupe de mauvais pixels (à la position  $x,y \approx 400,250$ ) a un diamètre de 20 pixels. Deux mauvaises colonnes complètes et trois lignes s'étirent autour de ce groupe. Il y a deux autres groupes de mauvais pixels dont la taille dépasse 10 pixels et sept plus petits groupes d'une taille de cinq pixels. De plus, les bordures supérieure et, surtout, inférieure présentent une

suite de mauvais pixels distribués en dentelle. Au total,  $\sim 6800$  mauvais pixels ont une sensibilité différente par plus de 3 sigmas ( $3 \times 5.4\% = 16.2\%$ ) de la médiane d'une plage uniforme en  $J$ . Il existe aussi environ 800 pixels chauds ( $\geq 50$  e-/sec).

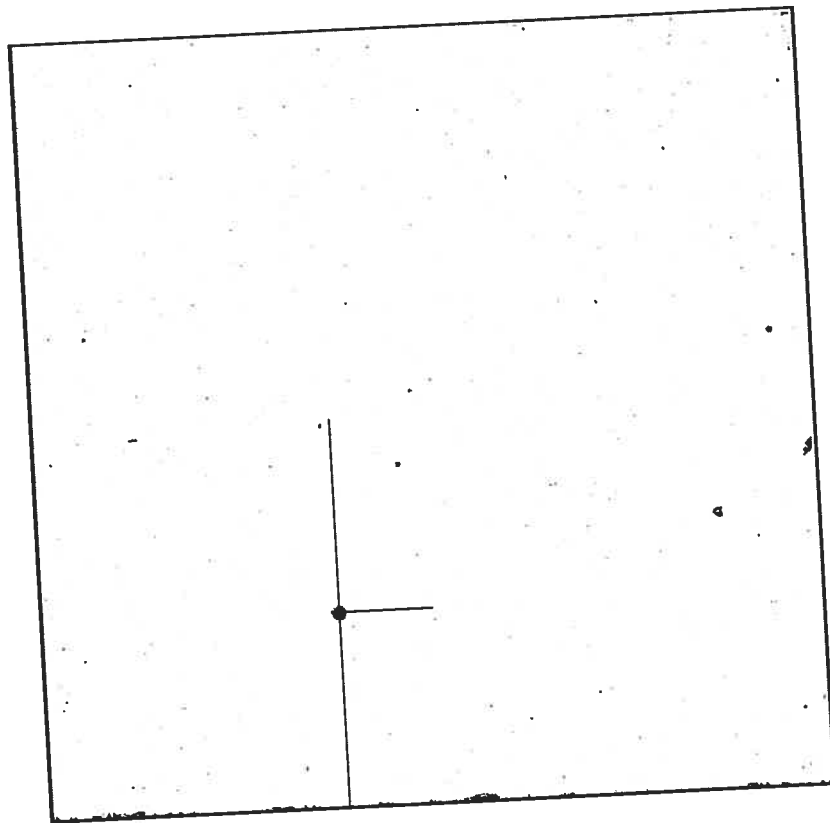


FIG. 1.26 – Carte des mauvais pixels du détecteur de SIMON. Un contour noir a été ajouté pour souligner la taille de l'image.

### 1.8.9 Franges d'interférence

Le fond du ciel (après soustraction du courant sombre et division par la plage uniforme) montre un patron de franges d'interférence. La figure 1.27 illustre le phénomène pour des observations prises à travers le filtre  $K_S$ . On remarque deux structures différentes. La première, à basse fréquence, est un patron concentrique de bandes alternativement sombres et claires. La seconde, à hautes fréquences, est un patron circulaire décentré de franges dont la période décroît de  $\sim 70$  pixels à  $\sim 15$  pixels. L'amplitude des franges est de

l'ordre de 1%. Heureusement, le patron semble fixe entre deux missions à l'OMM séparées de trois mois à l'été 2003. Un patron affichant les deux mêmes types de structures mais positionnées différemment, apparaît à travers au moins deux autres filtres de SIMON :  $J$  et  $H$ . L'origine de ces franges est probablement liée à l'interférence constructive de raies d'émission du ciel dans le substrat du détecteur.

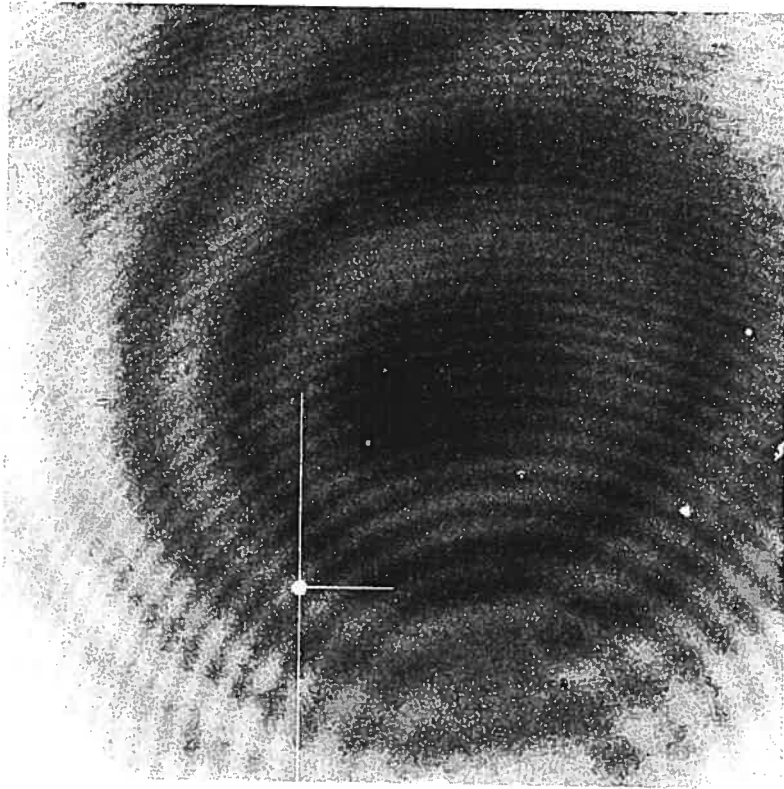


FIG. 1.27 – Franges d'interférence apparaissant sur le fond de ciel des images de SIMON en bande  $K_S$  après avoir soustrait le courant sombre et divisé par la plage uniforme. L'amplitude est de moins de 1%.

#### 1.8.10 Anomalie de remise à zéro (*Reset Anomaly*)

Un problème commun aux détecteurs infrarouges est l'anomalie de remise à zéro, en anglais, le *reset anomaly*. Il se présente comme un signal exponentiellement décroissant du bas vers le haut de chaque quadrant et son amplitude varie au cours des observations.

L'anomalie de remise à zéro est reliée au temps de décharge d'un condensateur après que les pixels aient été remis à zéro avant d'acquérir une nouvelle image. La lecture du détecteur de SIMON a été optimisée pour éliminer ce problème (Riopel et al., 2004). Le principe est d'opérer le détecteur à un rythme soutenu et régulier, par exemple, en remettant régulièrement le voltage du détecteur à zéro entre les poses et en effectuant la lecture des pixels (sans en conserver les valeurs), y compris pendant le temps d'exposition.

### 1.8.11 Persistance

La persistance est le résultat de la dissipation lente de l'énergie thermique, dans le cristal du détecteur, provenant de l'absorption des photons d'une source très brillante. Une courbe donnant la persistance en fonction du temps écoulé pour SIMON est présentée à la figure 1.28.

Pour mesurer la persistance, des images ont d'abord été prises sur une plage uniforme à un niveau de 16000 adu/pixel. Puis, la lumière a été éteinte et les poses suivantes ont été faites dans la noirceur. Le détecteur mesurait encore du flux lié au phénomène de persistance. L'intensité ne décroît pas tout à fait exponentiellement mais suit une loi de fonction inverse  $\text{adu} \approx 450/\text{temps}$  (en secondes) pendant plus d'une minute et tend vers une valeur proche de zéro. La première pose détecte  $90/16000 \leq 0.5\%$  du flux de la pose allumée. Après  $\sim 40$  secondes, la persistance tombe sous le bruit de lecture (8 adu) pour un pixel donné. Pour ce test, une séquence d'images de temps d'exposition minimal ( $\sim 2.7$  sec + temps mort  $\approx 11$  sec) a été prise. Le phénomène pour des temps de pose plus longs n'a pas été testé. Pour MONICA, la persistance était de l'ordre du pourcent. Pour SIMON, la persistance est de moins de 0.5%.

Il existe deux techniques pour faire disparaître la persistance. Attendre, ou faire des recharges du détecteur (*reset*). Laquelle des techniques est la plus efficace n'est pas déterminée. Mais le mode de lecture du détecteur de SIMON est tel que des recharges sont constamment effectuées entre deux poses, de sorte que les deux techniques sont effectivement employées pour SIMON.



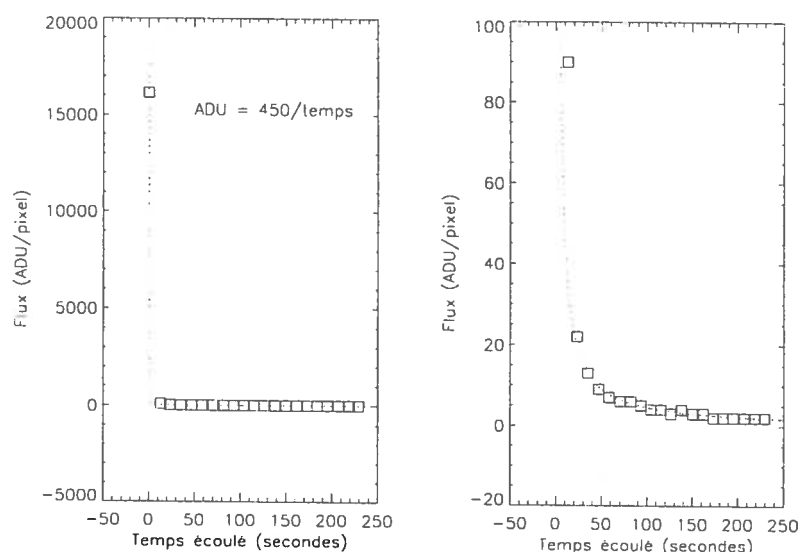


FIG. 1.28 – Persistence sur le détecteur de SIMON. Courbe de l'intensité mesurée dans le noir après une pose éclairée au temps zéro. À droite, un gros plan excluant la mesure sur la pose éclairée.

### 1.8.12 Croisement des signaux (*Crosstalk*)

Le croisement des signaux (*crosstalk*) est le résultat d'une faible contamination inductive entre les câbles qui relayent les signaux des quatre amplificateurs. Cela produit une image fantôme de beaucoup plus faible intensité à la même position relative sur les trois autres quadrants. Pour SIMON, seule une limite supérieure au croisement des signaux a été mesurée :  $I_n \leq 3 \times 10^{-3} I_1$ .

### 1.8.13 Points zéro photométriques

Le point zéro est la magnitude d'une source qui produirait la détection d'un flux intégré d'un électron par seconde.

$$\text{point zéro} = 2.5 \log_{10}(\text{flux mesuré [adu/sec]}) + \text{magnitude réelle} + 2.5 \log_{10}(\text{gain [é/adu]}) \quad (1.11)$$

Les points zéro ont été mesurés sur des standards photométriques à l'OMM et au TCFH, seulement pour les filtres à bande large. Les mesures ont été obtenues dans des

Étoile	Télescope	Masse d'air	Filtre	Flux intégré (adu/sec)	Magnitude	Point zéro (mag @ 1 élec/sec)
AS33-0	OMM	2.4	<i>J</i>	3590	12.220	22.04
AS33-2	OMM	2.4	<i>J</i>	838	13.724	21.96
AS33-0	OMM	1.8	<i>H</i>	9770	11.834	22.73
AS33-2	OMM	1.8	<i>H</i>	2550	13.271	22.72
AS33-0	OMM	2.0	<i>K<sub>S</sub></i>	5630	11.739	22.05
AS33-2	OMM	2.0	<i>K<sub>S</sub></i>	1480	13.168	22.03
FS20	TCFH	1.10	<i>I<sub>SIMON</sub></i>	13000	13.24	24.45
FS29	TCFH	1.89	<i>I<sub>SIMON</sub></i>	12250	12.96	24.11
FS20	TCFH	1.10	<i>J</i>	7630	13.421	24.04
FS29	TCFH	1.68	<i>J</i>	9120	13.194	24.00
FS20	TCFH	1.10	<i>H</i>	12610	13.449	24.62
FS29	TCFH	1.72	<i>H</i>	13930	13.240	24.53
FS20	TCFH	1.10	<i>K<sub>S</sub></i>	6250	13.502	23.92
FS29	TCFH	1.80	<i>K<sub>S</sub></i>	6770	13.320	23.81

TAB. 1.6 – Points zéro des filtres à bande large

conditions de ciel photométrique le 10 décembre 2003 (TCFH) et le 30 septembre 2003 (OMM) (voir le tableau 1.6). Aucune mesure dans des conditions photométriques n'a été obtenue à Mégantic pour le filtre *I*.

Est-ce que les points zéro mesurés à Mégantic concordent avec ceux mesurés au TCFH? Le rapport des surfaces collectrices est de  $\sim (3.6/1.6)^2 = 5.1$ , les pourcentages d'obscurisation centrale sont similaires, le rapport des réflectivités des miroirs primaires et secondaires de  $(0.94/0.80)^2 = 1.38$ . On s'attend à un facteur de sensibilité de  $5.1 \times 1.38 \approx 7$ , soit 2.1 magnitudes. Les différences avec les mesures du TCFH sont de  $J_{TCFH} - J_{OMM} = 2.0 \pm 0.1$ ,  $H_{TCFH} - H_{OMM} = 1.9 \pm 0.1$  et  $K_{TCFH} - K_{OMM} = 1.8 \pm 0.1$  ce qui est à peu près la valeur prévue compte tenu des incertitudes sur la réflectivité des miroirs de l'OMM.

Le point zéro du filtre *I* de SIMON au TCFH est de  $\sim 24.4$ . Il peut être comparé à celui d'un instrument visible. Le filtre *i'* de MégaCam, par exemple, a un point zéro 26.2 en magnitudes AB, soit 25.8 en magnitudes Véga. C'est donc dire que l'efficacité de

SIMON est plus faible par 1.4 magnitudes en  $I$ , à peu près un facteur 4.

#### 1.8.14 Transmissivité

L'une des caractéristiques importantes d'un instrument astronomique est sa transmissivité, en anglais, le *throughput*. C'est le rapport entre les photons détectés et ceux atteignant la Terre (avant l'atmosphère terrestre). Les sources de pertes sont l'atmosphère, les miroirs de télescope, les surfaces des lentilles, le filtre et le détecteur.

Calculons d'abord le flux irradiant au-dessus de l'atmosphère sur une surface collectrice équivalente à celle de la surface du TCFH. Le flux en photons, l'irradiance, est donné par l'intégrale du spectre de Véga dans le domaine de longueurs d'onde du filtre considéré. Le modèle adopté est celui de Kurucz (1979) pour Véga, une étoile de type A0 avec  $T_{\text{eff}} = 9400\text{K}$  et  $\text{Log}(g) = 3.9$ . La normalisation du flux est de  $3.44 \pm 0.05 \times 10^{-9}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> Å<sup>-1</sup> à 5556 Å (Cohen et al., 1992). L'irradiance est multipliée par la surface collectrice (diamètre du miroir primaire,  $\varnothing = 3.592\text{m}$ , obstruction centrale, obs=44%) pour donner le flux irradiant total. Le tableau 1.7 donne le flux irradiant total pour chacun des filtres mais le présente comme un point zéro maximal si la transmissivité était de 100%.

Estimons ensuite les pertes instrumentales. Pour simplifier, on suppose que toutes les transmissions sont grises (une constante sur l'intervalle de longueurs d'onde d'un filtre) y compris la transmission du filtre et de l'optique.

SIMON a sept lentilles (14 surfaces) et deux fenêtres optiques (4 surfaces). Les lentilles ont une couche anti-reflet qui transmet à  $\sim 98.5\%$ . Les fenêtres n'en ont pas :  $T = 97\%$ . La transmission à travers les lentilles et fenêtres est :  $T = 0.985^{14} \times 0.97^4 = 0.72$ . Pour le détecteur de SIMON, Rockwell fait état d'une efficacité quantique de 78% en bande  $K$ . La réflectivité mesurée des miroirs du TCFH dépend de la longueur d'onde :  $I = 91\%$ ,  $J = 92\%$ ,  $H = 94\%$ ,  $K_S = 96\%$  par surface. Quoique ne faisant pas partie de l'instrument, ils sont inclus dans le bilan final. À eux trois, ces pièces limitent l'efficacité quantique totale à  $T \leq 0.72 \times 0.78 \times \sim (0.94)^2 = 49\%$ .

À quoi s'ajoutent les filtres de SIMON. Par exemple, dans le cas du filtre  $J$ , la transmission est de 85% (voir tableau 1.2 pour les autres filtres). On inclu l'atmosphère

Filtre	Coupures ( $\mu\text{m}$ )	T. filtre (%)	P. zéro maximal (si T=100%)	P. zéro prévu	P. zéro mesuré	T. prévue (%)	T. mesurée (%)
I	0.8-0.953 <sup>(1)</sup>	90	26.76	25.74	24.45	39	12
J	1.1779-1.3288	85	25.92	24.86	24.04	38	18
H	1.4850-1.7712	95	25.91	25.01	24.62	44	30
K <sub>S</sub>	1.9920-2.3065	92	25.11	24.22	23.92	44	33

(1) La coupure effective vient du détecteur dont la sensibilité chute dramatiquement aux environs de  $0.8\mu\text{m}$ .

TAB. 1.7 – Transmissivité prévue et mesurée de SIMON dans les filtres à bande large, incluant l'absorption de l'atmosphère. La transmission adoptée pour l'optique (sept lentilles et deux fenêtres) est de 72%, pour le détecteur, 78%, pour l'atmosphère, 93%. La réflectivité des miroirs dépend de la longueur d'onde :  $I = (91\%)^2$ ,  $J = (92\%)^2$ ,  $H = (94\%)^2$ ,  $K_S = (96\%)^2$  (au carré car il y a deux miroirs).

qui absorbe environ 7% du flux au TCFH, probablement plus à l'OMM. On s'attend donc à un *throughput* de  $T \leq 0.72 \times 0.78 \times 0.94^2 \times 0.85 \times 0.93 = 39\%$ . Le tableau 1.7 donne la transmission prévue précise pour chaque filtre.

Les observations du standard FS20 au TCFH servent de référence pour comparer le flux irradiant total au flux prévu (en tenant compte de l'optique, des miroirs, etc.) et au flux vraiment détecté (mesuré avec une très grande ouverture de  $\sim 3.0''$ ). Dans le tableau 1.7, ces flux sont exprimés en points zéro. Les deux dernières colonnes sont la transmissivité prévue et celle effectivement mesurée.

On remarque que la transmissivité mesurée est inférieure à celle prévue. En  $K_S$ , le manque à gagner est d'un facteur 1.25. Il se peut que la transmission de l'optique ait été surestimée. Une transmission de l'optique de 55% au lieu de 72% accorderait les prédictions aux mesures. Cela demanderait qu'une perte de 3%, au lieu de 1.5%, se produise à chaque surface ou qu'une perte de 3% par absorption se produise dans chaque lentille. La réflectivité des miroirs fait l'objet de mesures régulières au TCFH et a été calibrée en infrarouge proche.

### 1.8.15 Efficacité quantique du détecteur

Un autre résultat du tableau 1.7 est la chute de transmissivité en  $J$  et  $I$  par rapport à  $H$  et  $K_S$ . L'efficacité quantique du détecteur est probablement en cause pour expliquer cette chute. Si c'est le cas, l'efficacité quantique en  $I$ ,  $J$  et  $H$  devrait respectivement être de  $\sim 36\%$ ,  $\sim 55\%$  et  $\sim 91\%$  de celle en  $K_S$ . De plus, admettons que l'efficacité quantique en  $K_S$  donnée par Rockwell soit bonne, 78%, et que le manque à gagner en  $K_S$  vienne de la transmission de l'optique, alors l'efficacité quantique absolue en bandes  $I$ ,  $J$  et  $H$  est donc de 28%, 43% et 71%.

Il est encourageant de remarquer que les données de transmissivité d'imagerie et de spectroscopie concordent assez bien. Il en sera question en détails à la section 1.9.4. Cette seconde ligne d'évidence avec les grisms de silice, de KRS-5 et le prisme d'Amici montre une chute similaire d'efficacité en  $I$  et  $J$  par rapport à  $H$  et  $K_S$ . Baffa et al. (2001) utilisent aussi un détecteur Rockwell Hawaii-1 dans l'instrument NICS et ont constaté la même chute en  $I$  et  $J$ .

Il est intéressant de discuter de la pertinence d'avoir un filtre  $I$  sur SIMON. Le tableau 1.7 donne une efficacité totale de 12%, en tenant compte de toutes les formes d'absorption (atmosphère, miroirs, optique, filtre, détecteur). Quelle efficacité obtient-on avec une caméra CCD ? Prenons le CCD EEV de Mégantic et le filtre  $I$ . La transmission moyenne du filtre n'est que de 45% centrée à  $0.853\mu\text{m}$  avec une largeur de  $0.110\mu\text{m}$ . Le détecteur EEV a une sensibilité moyenne de  $\sim 40\%$  dans cette bande passante. Les deux surfaces de la fenêtre optique transmettent chacune à 98.5%. Pour être juste dans notre comparaison avec SIMON au TCFH, prenons des miroirs réfléchissant à 94% et une atmosphère transparente à 93%. Ainsi, l'efficacité quantique du CCD Loral est de  $0.45 \times 0.40 \times 0.985^2 \times 0.94^2 \times 0.93 = 14\%$ . Considérons aussi que la bande passante du filtre de SIMON ( $0.153\mu\text{m}$ ) est plus grande que celle du CCD EEV ( $0.110\mu\text{m}$ ). Cela signifie que le nombre d'électrons vraiment détecté est  $\frac{12\% \times 0.153\mu\text{m}}{14\% \times 0.110\mu\text{m}} = 1.19$  fois plus grand avec SIMON qu'avec le CCD EEV, même si l'efficacité par unité de longueur d'onde est légèrement inférieure.

### 1.8.16 Estimateur de temps d'intégration

À partir des mesures de standards photométriques et en faisant quelques hypothèses, il est possible d'estimer les performances de SIMON dans son mode imagerie. En bandes larges ( $I$ ,  $J$ ,  $H$  et  $K_S$ ), le ciel est la source de bruit dominante. Dans ce régime, le rapport signal sur bruit,  $S/B$ , s'écrit :

$$S/B = \frac{S_{\text{etoile}} \times t_{\text{int}}}{\sqrt{S_{\text{etoile}} \times t_{\text{int}} + S_{\text{ciel}} \times N_{\text{pixel}} \times t_{\text{int}}}} \quad (1.12)$$

où  $S_{\text{etoile}}$  est le flux mesuré provenant d'une source ponctuelle (en électrons/sec),  $S_{\text{ciel}}$ , le flux provenant du ciel (en électrons/pixel/sec),  $t_{\text{int}}$ , le temps d'intégration (en secondes) et  $N_{\text{pixel}}$  est le nombre de pixels sur lesquels est intégré le flux de l'étoile :

$$N_{\text{pixel}} = \pi \left( \frac{\text{plmh} \times \text{anneau}}{2 \times \text{echelle}} \right)^2 \quad (1.13)$$

où plmh est le seeing (secondes d'arc), echelle est l'échelle du détecteur (secondes d'arc/pixel) et anneau est le diamètre d'intégration du flux de la source (en unités de plmh). Dans le cas de SIMON à l'OMM au foyer  $f/8$ , anneau = 2.0, echelle = 0.445.

La figure 1.29 trace les courbes de magnitude limite atteinte à l'OMM en fonction du temps d'intégration pour les quatre principaux filtres de SIMON.

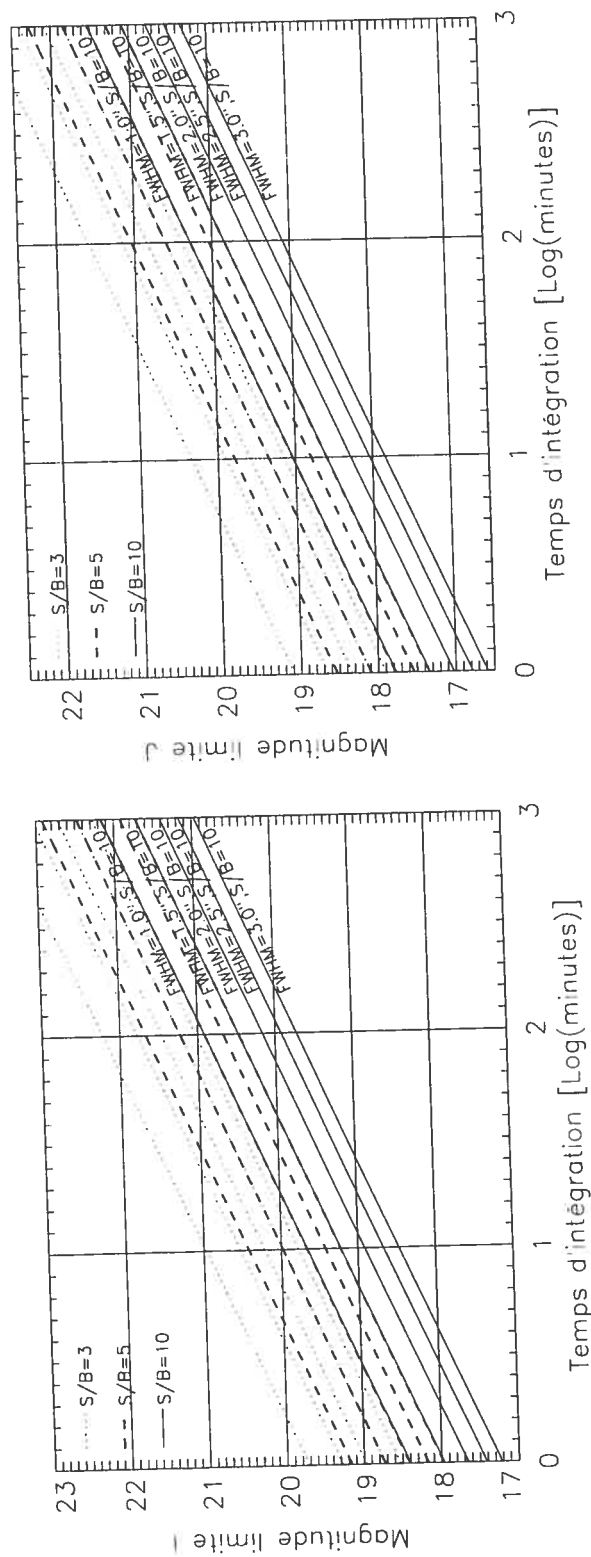


FIG. 1.29 - Courbes des magnitudes limites atteintes en mode imagerie à l'OMM dans les filtres  $I$ ,  $J$ ,  $H$ ,  $K_S$  (voir la suite de la figure à la prochaine page). Le calcul suppose que la source de bruit dominante est le ciel et que sa brillance par seconde d'arc<sup>2</sup> est  $I = 17.7$ ,  $J = 16.8$ ,  $H = 15.2$  et  $K_S = 14.6$  (le bruit de lecture est négligé). Les calculs se basent sur les observations du standard FS20 observé le 10 décembre 2003, au TCFH. Une correction de flux est apportée pour tenir compte du rapport des surfaces collectrices et de l'échelle des pixels entre le TCFH et l'OMM. Pour chaque *seeing* considéré (1.0", 1.5", 2.0", 2.5" et 3.0"), trois courbes de différentes valeurs de rapport signal sur bruit sont données ( $S/B = 3, 5$  ou  $10$ ). Dans des conditions moyennes à l'OMM ( $fwhm=2.0$ ), on détecte bien, en 60 minutes, une source ponctuelle ( $S/B=5$ ) de magnitude  $I = 20.6$ ,  $J = 20.0$ ,  $H = 19.5$  et  $K_S = 18.8$ . La brillance du ciel varie beaucoup d'une nuit à l'autre, même d'une heure à l'autre, parfois d'une magnitude. Il faut retrancher aux courbes  $1/\sqrt{2.512} \approx 0.6$  magnitudes par magnitude supplémentaire de brillance du ciel.

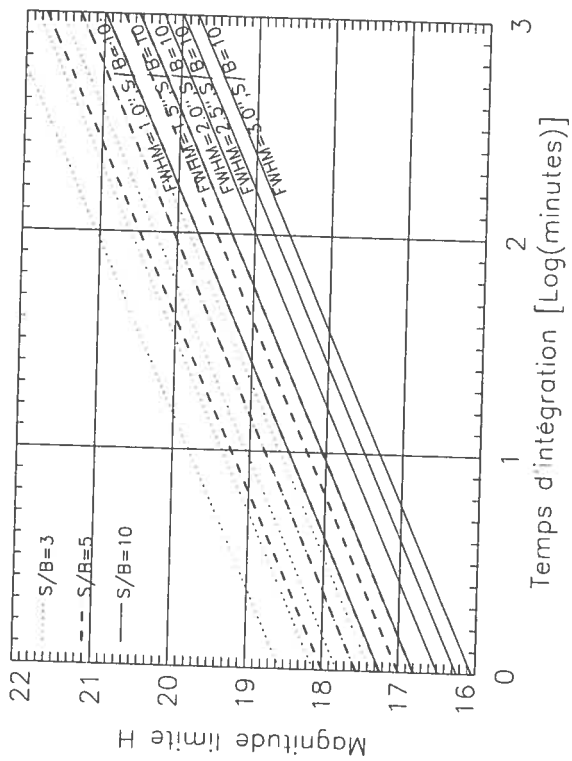
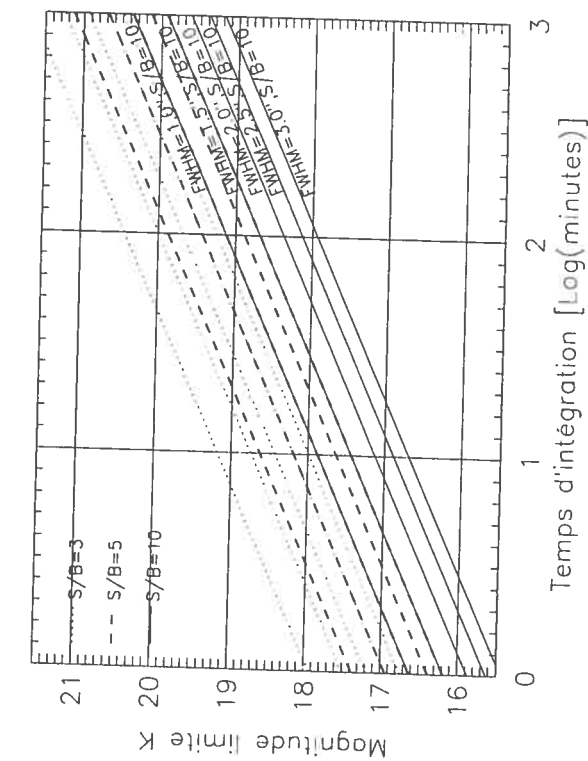


FIG. 1.29 – Courbes des magnitudes limites - suite.



## 1.9 CARACTÉRISATION DU MODE SPECTROSCOPIQUE

Cette section concerne la caractérisation en mode longue fente simple des prismes d'Amici, des grisms de silice et de KRS-5.

### 1.9.1 Calibration en longueur d'onde des grisms

La figure 1.30 montre la calibration en longueur d'onde du grism de silice et du grism de KRS-5 dans les trois bandes *J*, *H* et *K*. Compte-tenu du nombre élevé de raies d'émission du ciel dans les bandes infrarouges, il n'a pas semblé nécessaire d'inclure un module de calibration en longueur d'onde pour SIMON. Les raies d'émission  $\text{OH}^-$  du ciel nocturne ont été utilisées comme référence (fente de  $120\mu\text{m}$  ou quatre pixels au TCFH) et leur nombre (15 en *J*, 48 en *H*, 35 en *K*) est suffisant pour effectuer une excellente calibration bien modélisée par une équation polynomiale d'ordre 2. Les paramètres de ces équations sont donnés sur les figures.

Pour le grism de KRS-5, le domaine de longueur d'onde est limité, soit par la coupure de transmission du filtre, soit par la taille du détecteur. Ainsi, la plage spectrale effective est de  $1.18\mu\text{m}$  (détecteur) à  $1.33\mu\text{m}$  (filtre *J*),  $1.49\mu\text{m}$  (filtre *H*) à  $1.73\mu\text{m}$  (détecteur) et  $1.99\mu\text{m}$  (filtre *K<sub>S</sub>*) à  $2.29\mu\text{m}$  (détecteur). Des franges d'une amplitude d'un peu moins de 1% et d'une période d'une dizaine de pixels se superposent aux spectres pris avec ce grism. La division par la plage uniforme ne corrige pas entièrement le problème ce qui s'explique si la fente de spectroscopie ne se repositionne pas exactement au même endroit entre les observations et la calibration.

Le mode spectroscopique avec grism de silice utilise le filtre *SP1* dédié, transmissif entre  $1.164\mu\text{m}$  et  $2.7\mu\text{m}$ , qui permet de couper les ordres supérieurs correspondant à de plus courtes longueurs d'onde. On remarque sur la figure 1.30 qu'il n'y a pas de raie du ciel dans le bas du détecteur (pixel  $\leq 200$ ) pour calibrer en longueur d'onde mais le spectre d'une étoile couvre bien cette région. En fait, ce n'est pas le filtre qui coupe le spectre (à  $1.164\mu\text{m}$ ) mais le détecteur (à  $1.20\mu\text{m}$ ).

Un exemple de spectres obtenus avec les grisms est présenté à la figure 1.31. Il s'agit du spectre brut sans correction de transmissivité instrumentale de l'étoile HD 221494

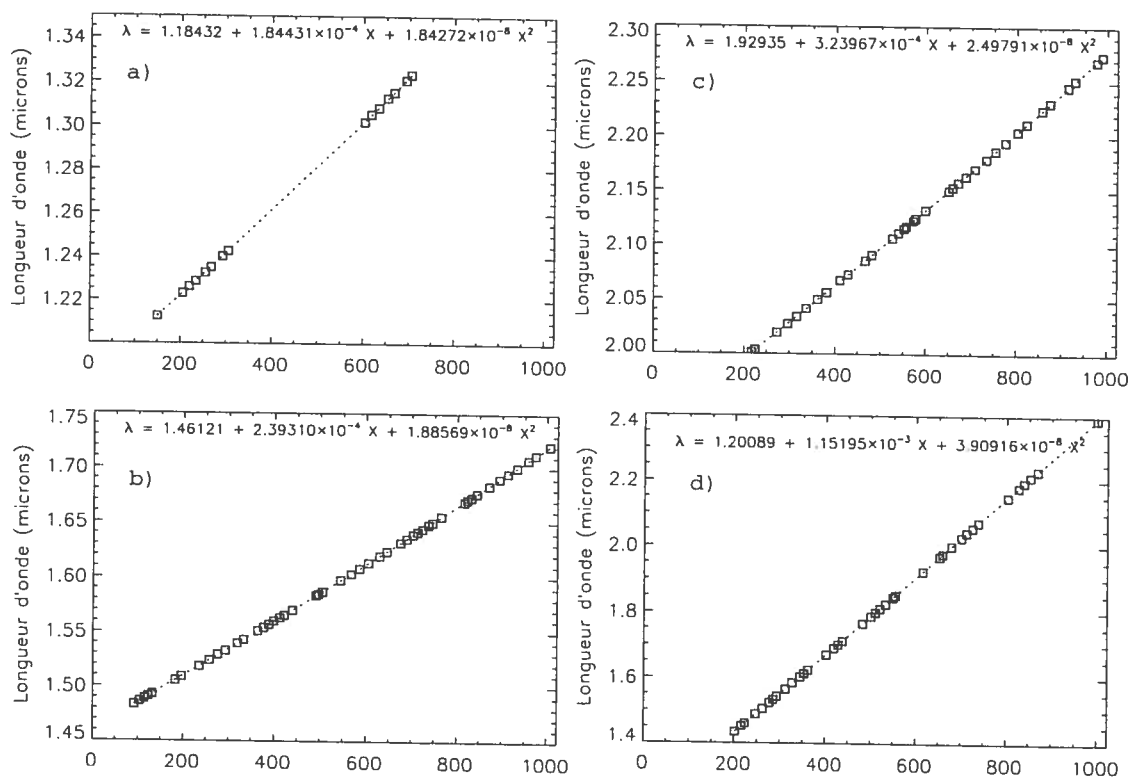


FIG. 1.30 – Calibration en longueur d'onde des grisms de silice (d) et de KRS-5 en bandes  $J$  (a),  $H$  (b) et  $K_S$  (c). L'axe des  $X$  est en pixels. Les raies de référence sont les raies d'émission du ciel nocturne. Chaque calibration est bien modélisée par une fonction polynomiale d'ordre 2 avec de faibles résidus ( $\chi^2 \approx 1$ ).

(type spectral A3) observée au TCFH avec une fente de quatre pixels.

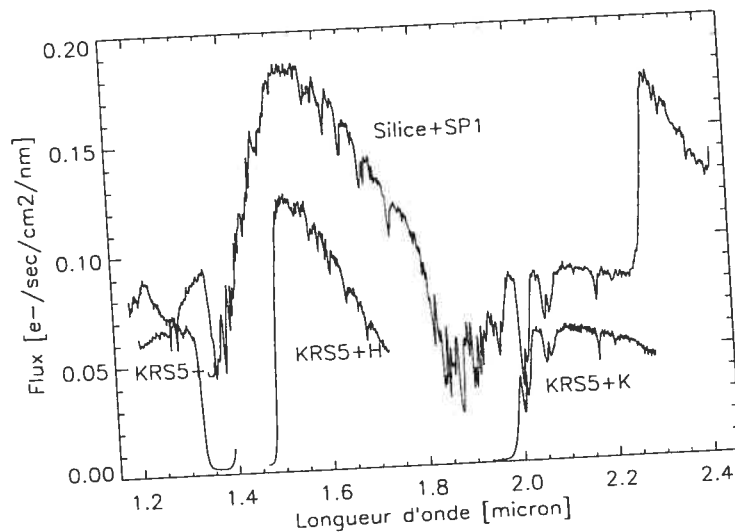


FIG. 1.31 – Spectre de HD 221494 (type spectral A3) obtenu avec les grisms de silice et de KRS-5 et une fente de quatre pixels le 14 décembre 2003 au TCFH. Le flux a été rectifié à une dispersion constante de 1 nm pour compenser la dispersion variable.

Pour le grism de silice, il semble qu'une partie de la bande  $J$  de l'ordre 2 se superpose au spectre en  $K$  car un saut artificiel apparaît à droite de  $\lambda = 2.30\mu\text{m}$ . De plus, la pente du spectre en bande  $J$  sur la figure 1.31 indique que l'efficacité du grism décroît considérablement à ces longueurs d'onde par rapport au spectre du grism de KRS-5. L'efficacité du grism de silice semble en moyenne  $\sim 40\%$  supérieure à celle du grism de KRS-5.

### 1.9.2 Dispersion et résolution spectrale des grisms

À partir des équations de calibration en longueur d'onde, on peut retrouver la dispersion (nm/pixel) et le pouvoir de résolution spectrale ( $R = \lambda/\Delta\lambda$ ) des grisms (voir figures 1.32 et 1.33). La dispersion est simplement la dérivée de l'équation de la longueur d'onde en fonction des pixels. Elle n'est pas constante puisque l'équation est d'ordre 2. Pour le grism de silice, la dispersion est d'à peu près  $12 \text{ \AA}/\text{pixel}$ , pour le grism de KRS-5, de 2 à  $4 \text{ \AA}/\text{pixel}$ . La résolution spectrale dépend de la largeur de la fente. Mais la

résolution spectrale maximale est obtenue lorsqu'une raie est échantillonnée au critère de Nyquist, soit à 2 pixels par élément de résolution.  $\Delta\lambda$  est donc égal à la dispersion,  $d\lambda/dx$ , fois 2 pixels, et  $\lambda$  est déjà paramétrisée. On constate que le pouvoir de résolution spectrale est fonction de la longueur d'onde mais en moyenne,  $R \approx 3000$  pour le grism de KRS-5, et  $R \approx 800$  pour le grism de silice. Avec une fente de quatre pixels, ces chiffres passent à  $R \approx 1500$  et  $R \approx 400$ .

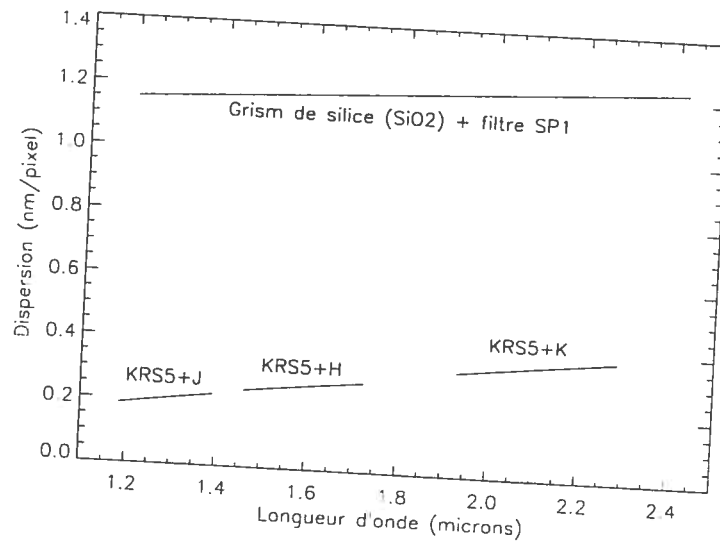


FIG. 1.32 – Dispersion des grismes en fonction de la longueur d'onde calculée à partir de la paramétrisation des courbes de longueur d'onde en fonction des pixels.

### 1.9.3 Prisme d'Amici

La calibration de la longueur d'onde en fonction de la position en pixels sur le détecteur pour le prisme d'Amici est présentée à la figure 1.34. La dispersion est linéaire entre 1 et  $2.5\mu\text{m}$  mais diverge rapidement sous  $1\mu\text{m}$ . Les modèles Zemax prévoient exactement la courbe de dispersion observée.

La faible dispersion entremêle les raies d'émission du ciel et empêche une calibration en longueur d'onde. Les points de la figure 1.34 ont été obtenus : 1) à partir de l'observation de raies d'émission nébulaire dans NGC 6543 couplée au catalogue de raies de Kaler et al.

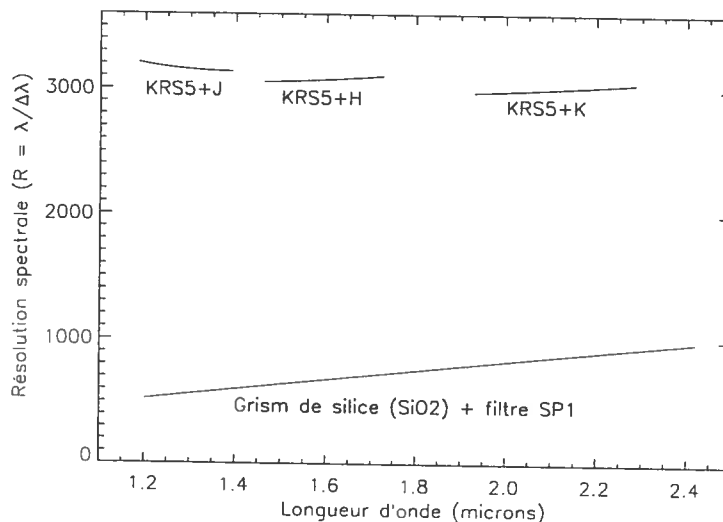


FIG. 1.33 – Résolution spectrale maximale des grisms avec une fente de 2 pixels (échantillonnage au critère de Nyquist). Avec une fente de 4 pixels, la résolution spectrale est réduite de moitié.

(1997) ; 2) en prenant des poses à travers des filtres à bande étroite ( $\text{Pa}\beta$ ,  $\text{FeII}$ ,  $\text{Br}\gamma$  et  $\text{H}_2$ ) ; 3) en utilisant le fond des bandes d'absorption atmosphériques entre les bandes  $J$  et  $H$  et  $H$  et  $K$ .

Le pouvoir de résolution spectrale,  $R = \lambda/d\lambda$ , est donnée par la dérivée de la courbe de dispersion intégrée sur un élément de résolution, 2 pixels au critère de Nyquist. La figure 1.35 trace la courbe de pouvoir de résolution spectrale maximal dans le mode spectroscopique avec prisme d'Amici. La résolution n'est pas constante à toutes les longueurs d'onde, la meilleure est obtenue du côté bleu du spectre. Le pouvoir de résolution médian dans le reste du spectre est d'à peu près 50.

La figure 1.36 présente un exemple de spectre obtenu avec le prisme d'Amici. Il s'agit de la même étoile de type A3 que pour l'exemple des spectres avec grisms de la figure 1.31. On remarque les coupures à  $\sim 0.8\mu\text{m}$  (filtre SPAmici) et  $\sim 2.5\mu\text{m}$  (probablement le détecteur).

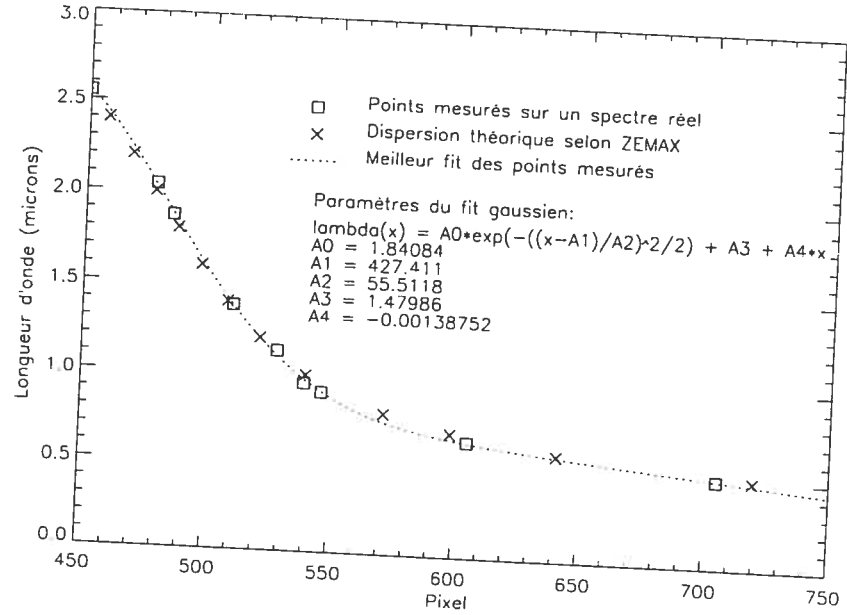
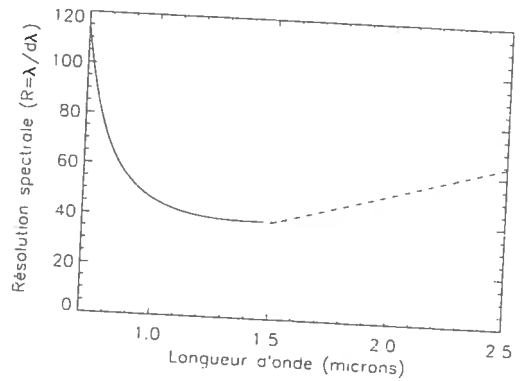


FIG. 1.34 – Calibration en longueur d'onde en fonction de la position sur le détecteur dans le mode Amici. Deux ensembles de mesures sont utilisés : la dispersion théorique prévue par le modèle Zemax et la dispersion mesurée à partir de différentes raies d'émission et d'absorption sur de vrais spectres. La meilleure paramétrisation de la dispersion globale est obtenue avec une gaussienne plus une droite. Dans le domaine  $\lambda \geq 1.4\mu\text{m}$ , une droite seule paramétrise mieux la dispersion :  $\lambda (\mu\text{m}) = -0.0194170 \times \text{PIXEL} + 11.2599$ .

FIG. 1.35 – Pouvoir de résolution spectrale en fonction de la longueur d'onde du prisme d'Amici. Le pouvoir de résolution spectrale,  $\lambda/d\lambda$ , est obtenu en intégrant par éléments de 2 pixels (critère de Nyquist) la dérivée de la courbe paramétrisée de la figure 1.34. Cela donne la courbe en trait plein qui se termine en trait pointillé. Aux longueurs d'onde supérieures à  $1.5\mu\text{m}$ , la courbe de la figure 1.34 est mieux paramétrisée par une droite. Si l'on utilise cette droite pour calculer la résolution, on obtient la courbe en tirets. Les courbes en tirets et pointillé donnent une idée des incertitudes pour ce genre de calibration.



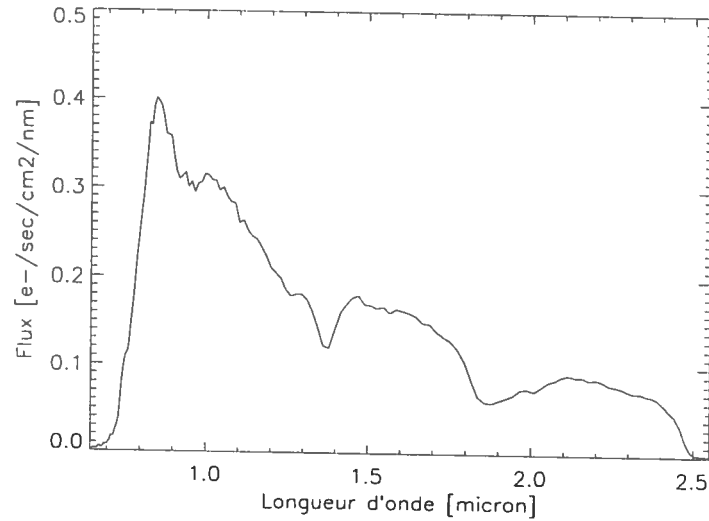


FIG. 1.36 – Spectre de HD 221494 (type spectral A3) obtenu avec le prisme d'Amici et une fente de quatre pixels le 14 décembre 2003 au TCFH. Le flux a été rectifié à une dispersion constante de 1 nm pour compenser la dispersion variable.

#### 1.9.4 Transmissivité des grisms et du prisme d'Amici

La transmissivité en mode spectroscopique avec le prisme d'Amici et les grisms est présentée à la figure 1.37. Le spectre de HD 221494 (type spectral A3) observé par conditions photométriques est divisé par le modèle de Véga (Kurucz, 1979) redressé en utilisant la photométrie  $J, H, K$  de 2MASS pour HD 221494.

Le rapport de transmissivité entre l'imagerie et le prisme d'Amici ( $J = 18\%$ ,  $H = 30\%$  et  $K_S = 33\%$  - les carrés vs.  $J = 10\%$ ,  $H = 14\%$  et  $K_S = 17\%$  - les triangles) est à peu près constant à  $\sim 2$ . Cela indique un accord dans la forme du spectre de sensibilité entre l'imagerie et la spectroscopie, du moins en  $J$ ,  $H$ , et  $K$ . Mais cela montre également que l'imagerie est deux fois plus efficace que la spectroscopie. Un test simple montre que la fente de quatre pixels utilisée au TCFH conserve au mieux 75% du flux si la cible est bien centrée dans la fente et a une plmh =  $0.8'' = 4$  pixels. Cette fraction chute à  $\sim 60\%$  si plmh= $1.0''$  et le décentrage est d'un pixel. L'obscurité par la fente explique probablement en grande partie le facteur deux d'efficacité entre l'imagerie et la

spectroscopie.

La grande ressemblance en  $H$  et  $K$  des spectres de transmissivité obtenus à travers le prisme d'Amici et le grism de silice indique que l'extraction des spectres a bien fonctionné (en particulier l'extraction du spectre d'Amici qui est plus délicate). On remarque que la transmissivité obtenue avec le grism de KRS-5 est moins élevée (de  $\sim 40\%$ ) mais que la forme générale ressemble à celle du grism de silice.

La chute de sensibilité en  $J$  du grism de silice par rapport au prisme d'Amici et à l'imagerie est causée par une chute similaire de la courbe de transmission du réseau (le réseau est trois fois plus efficace en  $H$  qu'en  $J$ ). Dans le cas du grism de KRS-5, aucune courbe d'efficacité n'est disponible mais la cause de la chute est vraisemblablement la même.

La seule anomalie restant sans explication est l'apparente similarité entre la sensibilité du prisme d'Amici et de l'imagerie en bande  $I$  (selon les bandes  $J$ ,  $H$  et  $K$ , on s'attend à une différence d'un facteur deux). Une explication possible est un problème dans le rééchantillonnage et la redistribution du flux du spectre lors de l'extraction. En effet, sous  $1 \mu\text{m}$ , la dispersion augmente rapidement et une petite erreur de calibration en longueur d'onde implique une grande erreur en flux.

## 1.10 CARACTÉRISATION DU MODE SPECTROSCOPIE MULTI-OBJETS

### 1.10.1 Description

La spectroscopie multi-objets (MOS) utilise un masque froid, placé dans la roue à masques, dans lequel sont percées des fentes pour chaque cible du champ. Le mode MOS a été caractérisé avec le prisme d'Amici au TCFH, en décembre 2003, lors d'une mission ayant pour cibles les naines brunes de la Nébuleuse d'Orion. Le filtre SPAmici, transmissif entre  $0.7$  et  $2.5 \mu\text{m}$ , a été utilisé pour couper la sensibilité du détecteur au domaine visible et ainsi empêcher le chevauchement de trop longs spectres s'étirant jusqu'en  $H\alpha$ . La figure 1.38 présente un exemple d'images obtenues dans le mode MOS.



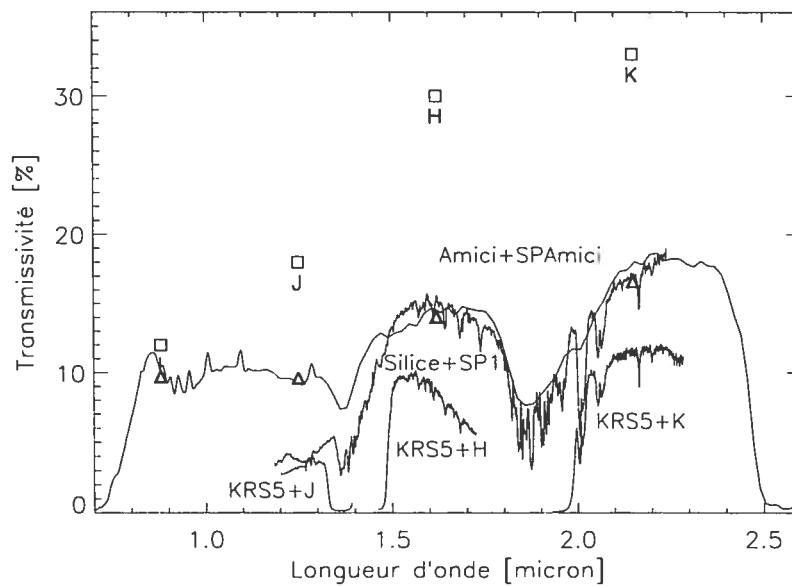
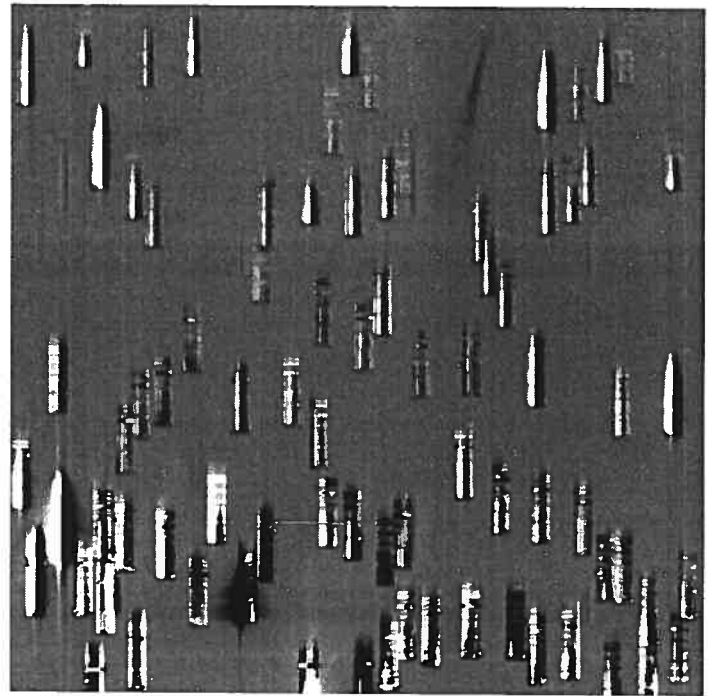


FIG. 1.37 – Transmissivité du système SIMON+atmosphère+télescope avec le prisme d'Amici et les grisms en fonction de la longueur d'onde. Les carrés sont les points mesurés en imagerie dans les filtres *I*, *J*, *H* et *K<sub>S</sub>* et les triangles, la moyenne de la transmission de l'Amici aux mêmes longueurs d'onde. L'étoile HD 221494 de type spectral A3, observée au TCFH sous des conditions photométriques avec une fente de quatre pixels, a servi de standard spectrophotométrique.

FIG. 1.38 – Exemple d'image en spectroscopie multi-objets constituée de 38 poses de 3 minutes prises sur le champ de la Nébuleuse d'Orion en décembre 2003. Les cibles étaient alternativement positionnées à deux endroits dans les fentes, séparés par 5", et la soustraction des deux ensembles de données produit la juxtaposition de traces positives et négatives. Les courtes longueurs d'onde sont vers le haut.



### 1.10.2 Méthode d'observation

L'observation MOS est légèrement plus compliquée que le mode spectroscopique ordinaire car l'alignement des fentes doit être impeccable. Il faut très bien connaître l'échelle spatiale des masques à froid, pour qu'ils correspondent aux sources sur le ciel, et à chaud, pour les fabriquer. Il faut s'assurer que la mécanique de positionnement du CRAM permette la reproductibilité de l'alignement (en particulier pour la rotation de champ).

La méthode consiste à préimager le champ en mode imagerie, puis à partir des images, à concevoir un masque. Ceci dispense d'avoir à connaître l'échelle ("/pixel) et la distortion de champ mais nécessite plus de temps de télescope et un travail de traitement d'images plus intense si l'imagerie et la spectroscopie sont faites durant la même mission. En principe, comme la distortion de champ de SIMON est minime, on peut court-circuiter l'imagerie et utiliser à l'aveugle une liste de positions en coordonnées célestes, pourvu que ces positions soient précises.

Au moment de faire les observations, pour s'assurer que le masque est correctement orienté par rapport aux cibles, on utilise la technique suivante. D'abord, une image du champ est prise, sans prisme ni fente. Immédiatement après, le masque de fentes est

inséré (sans prisme) et une seconde image est prise. La soustraction des deux images montre la position relative des cibles et des fentes. La position du télescope est ajustée et la technique, répétée, jusqu'à ce que les fentes et les cibles concordent. Le prisme est enfin inséré et les observations spectroscopiques peuvent commencer.

### 1.10.3 Échelle spatiale du masque

L'échelle spatiale d'une grille de distortion placée dans la roue à masques a déjà été déterminée à la section 1.8.4. Elle est de  $27.450 \pm 0.013 \mu\text{m}/\text{pixel}$ , à froid, et de  $27.366 \pm 0.012 \mu\text{m}/\text{pixel}$ , à chaud.

Le masque, lors de la construction, est chaud mais doit être conçu pour une utilisation à froid. Le masque est fait d'aluminium anodisé dont la constante de contraction thermique canonique est de  $\frac{L_{77K} - L_{293K}}{L_{293K}} = -0.392\%$ . Les mesures d'échelle donnent  $\frac{27.366 - 27.450}{27.450} = -0.306 \pm 0.064\%$ . Lors de la mission MOS effectuée au TCFH, nous avons adopté une constante moyenne de  $-0.350\%$  pour fabriquer nos masques. Ils sont fabriqués au TCFH sur la machine au laser LAMA-II.

### 1.10.4 Répétitivité de positionnement des masques

Deux systèmes mécaniques cruciaux interviennent pour que les fentes d'un masque se positionnent exactement en place. 1) le plongeur mécanique qui centre chaque masque en place sur l'axe optique après avoir tourné la roue à masques ; 2) les butoirs qui positionnent le CRAM dans l'espaceur par rapport au reste de l'instrument.

La répétitivité de positionnement de la roue à masques n'est pas parfaite. Des tests ont montré que la position de l'image d'une fente sur le détecteur peut varier jusqu'à deux ou trois pixels le long de l'axe de dispersion (le petit axe de la fente). Ceci a un impact sur la méthode d'observation. L'alignement fin de pointage du télescope doit être effectué avec le masque en position. Quant au CRAM, sa position dans l'espaceur est contrainte par quatre butoirs qui limitent toute translation. Par contre, une latitude existe en rotation et une marque indique l'angle auquel positionner le CRAM. L'erreur possible est de  $0.2^\circ$ , soit presque 3 pixels de rotation dans les coins de l'image.

Les erreurs de translation de champs sont complètement transparentes car il suffit de peaufiner le pointage du télescope pour les compenser. Par contre, un problème de rotation de champs implique nécessairement la rotation de la bonnette du télescope. Les autres ajustements - tourner légèrement la roue à masques ou le CRAM dans l'espaceur - ne sont pas envisageables. La roue à masques est conçue pour tomber en place sans possibilité d'ajuster sa position ; alors que le CRAM est sous vide, tenu en place.

La non-reproductibilité de la position du masque au niveau de 2-3 pixels induit une incertitude sur les images de plages uniformes et la calibration en longueur d'onde. La longueur d'onde centrale du spectre et de la plage uniforme suit la position des fentes ce qui implique, au traitement des données, de déterminer le décalage entre toutes les images scientifiques ou de calibration. Ceci est réalisé en effectuant la corrélation croisée entre les différentes images ou entre les différentes calibrations. Mais il faut lier la solution des calibrations à celle des images scientifiques. Pour ce faire, il faut acquérir au moins une plage uniforme immédiatement après ou avant une observation scientifique, sans bouger le masque.

#### 1.10.5 Réfraction différentielle et guidage

Un instrument MOS utilisant des masques est nécessairement affecté par le problème de la réfraction atmosphérique différentielle. Elle introduit deux problèmes : l'étalement de la source dans la fente ; et la dérive du guidage effectué dans le domaine optique.

Dans le cas du prisme d'Amici qui couvre une large plage spectrale ( $0.8\mu\text{m}-2.5\mu\text{m}$ ), la réfraction différentielle étale une source sur  $\sim 0.25''$ ,  $\sim 0.40''$ ,  $\sim 0.65''$ , à des masses d'air respectives de 1.2, 1.5, 2.0 (Filippenko, 1982). C'est tout de même trois pixels au TCFH à une masse d'air de deux, soit presque la largeur des fentes typiquement utilisées, et de la même taille que la tache d'étalement d'une source ponctuelle. Toutefois, les fentes ne sont pas à  $90^\circ$  de l'angle parallactique ce qui diminue par un facteur  $\sin(\text{angle parallactique})$  l'étalement perpendiculaire à la fente (orientée nord-sud). En MOS, on ne peut pas faire tourner la bonnette pour suivre l'angle parallactique puisque cela produit une rotation de champ (en spectroscopie longue fente, la rotation de champ n'est pas problématique si la source est au centre de l'axe de rotation). Il faut donc utiliser une

largeur de fente supérieure à la réfraction attendue pour une cible donnée. Dans les autres modes spectroscopiques, la réfraction différentielle est encore moindre. Dans la plage spectrale du grism de silice ( $1.2\mu\text{m}$ - $2.3\mu\text{m}$ ), l'étalement n'est que de  $\sim 0.25''$  à une masse d'air de deux.

La réfraction différentielle entre l'étoile utilisée pour le guidage dans le visible et la position de la cible en infrarouge est un problème plus sérieux. L'écart entre les deux augmente selon la masse d'air à un niveau de  $\sim 1.5''$  à deux masses d'air. Cela demande une vigilance pour fréquemment effectuer de petites corrections de pointage du télescope afin de garder les sources dans les fentes.

## 1.11 CARACTÉRISATION DU MODE POLARIMÉTRIQUE

### 1.11.1 Exemple d'images

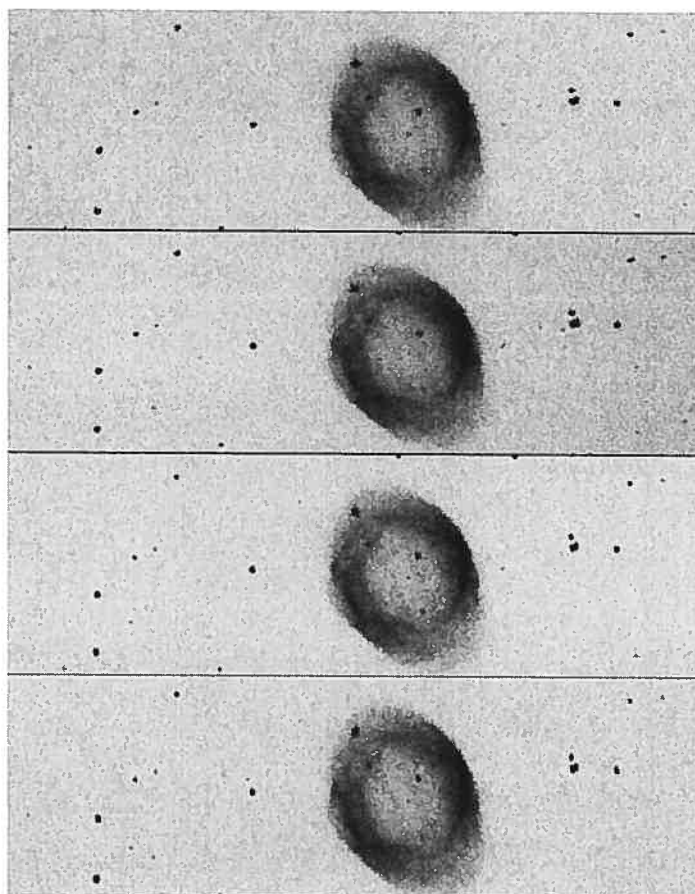
Les images brutes prises en mode polarimétrique avec le Wobidou consistent en quatre canaux de 240 à 250 pixels de hauteur - à peu près  $1.8'$  à l'OMM au foyer  $f/8$  - et séparés par un espace horizontal de 10 et 15 pixels de hauteur. L'image à la figure 1.39 est le résultat d'un traitement de soustraction du courant sombre et de division par la plage uniforme (où chaque canal est séparément normalisé) et de combinaison de cinq poses.

On fait trois constatations. Premièrement, le flux dans chaque canal est à première vue équivalent, ce qui suggère que le montage instrumental répartit adéquatement le flux en quatre. Deuxièmement, les canaux du haut et du bas ont une légère élongation verticale par rapport aux deux canaux du milieu (cet étirement est de 5.1%). Troisièmement, les bonnes conditions de *seeing* ( $1.1''$ ) lors des observations à l'OMM permettent de constater que la fonction d'étalement est distinctement allongée dans le canal du bas. Cette élongation mineure,  $\text{plmh}_Y = 3.2$  pixels vs  $\text{plmh}_X = 2.5$  pixels, était prévue dans le modèle optique.

### 1.11.2 Mesures de flux sur des standards polarimétriques

Au moment d'écrire cette thèse, aucune lame demi-onde n'était encore disponible avec SIMON, ce qui aurait permis de moyennner la polarisation instrumentale. La ca-

FIG. 1.39 = Image traitée de M57 dans le mode polarimétrique. Il s'agit d'une combinaison de cinq images de 300 secondes prises à travers le filtre  $P_{\alpha\beta}$ . Le courant sombre a été soustrait, puis chaque canal a séparément été divisé par une plage uniforme normalisée, et finalement, le ciel a été soustrait. L'intensité affichée est linéaire et est à la même échelle pour les quatre canaux.



ractérisation a donc été faite sans lame demi-onde pour vérifier si la polarisation instrumentale est suffisamment faible pour fournir des mesures utiles. Une telle possibilité ouvrirait la porte à l'utilisation du mode polarimétrique sans lame demi-onde et dans la bande  $K$ .

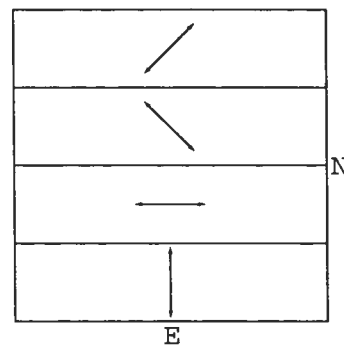
En laboratoire, il a été possible de mesurer la polarisation linéaire par l'observation d'un nanotube de carbone. Ces nanotubes, lorsque soumis à un potentiel électrique, émettent en bande  $H$  et  $K$  une lumière fortement polarisées (en principe, 100%) dans le sens de la longueur du nanotube. Du haut au bas de l'image, le flux mesuré dans chaque canal est de  $F_1=118$  ke-,  $F_2=85$  ke-,  $F_3=140$  ke-,  $F_4=48$  ke- en bande  $H$  ( $t_{exp} = 18.4$  sec) et de  $F_1=127$  ke-,  $F_2=84$  ke-,  $F_3=131$  ke-,  $F_4=78$  ke- ( $t_{exp} = 26.3$  sec) en bande  $K_S$ . En utilisant :

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{F_1 + F_2 + F_3 + F_4} \quad (1.14)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \text{atan}\left(\frac{U}{Q}\right) \quad (1.15)$$

où  $Q$  est la différence de flux des deux premiers canaux et  $U$ , celle des deux derniers. Ces mesures montrent que le flux est polarisé linéairement à 24% en  $H$  selon un angle de  $10^\circ$  par rapport à l'horizontale (telle que vue sur les images et si l'on suppose que le nanotube est bien horizontal), celles en  $K_S$ , montrent une polarisation de 16% à  $20^\circ$ . Cette expérience permet la détermination des angles de polarisation de chaque canal (voir figure 1.40).

FIG. 1.40 – Schéma de l'angle de polarisation linéaire des quatre canaux du Wobidou de SIMON.



HD154445, un standard polarimétrique bien caractérisé en  $U, B, V, R, I$  (Schmidt et al., 1992), a servi comme source polarisée ( $\sim 3\%$ ,  $\theta \approx 90^\circ$ ) lors d'observations à

l'OMM. Seize images à différentes positions ont été obtenues afin de couvrir l'ensemble du champ et de vérifier que la polarisation instrumentale ne change pas en fonction de la position sur le détecteur, voir figure 1.41. Le flux intégré en  $\text{Pa}\beta$  a été mesuré avec une ouverture de  $2.5 \times \text{plmh}$ . Comme comparaison, le flux d'une étoile à proximité (n'apparaissant qu'à six positions) a aussi été mesuré. Les images ont été traitées en soustrayant le courant sombre et en divisant par une plage uniforme (obtenue sur le dôme illuminé).

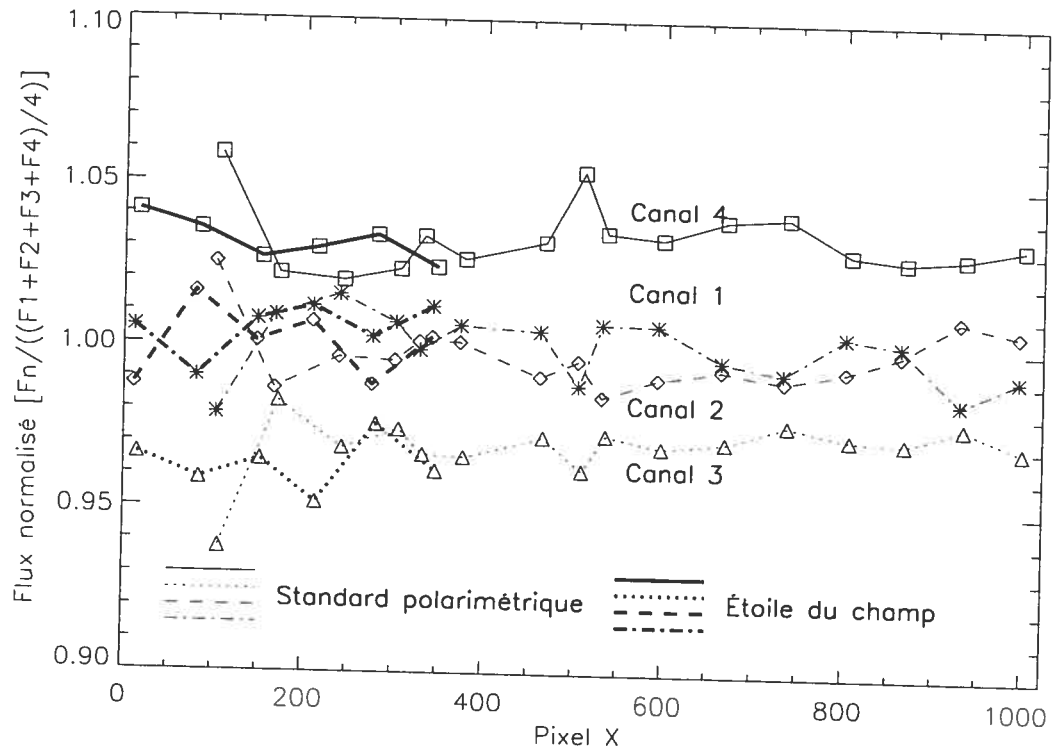


FIG. 1.41 – Flux dans les quatre canaux polarimétriques du standard HD154445 (polarisé à 3%) et d'une étoile du champ, en  $\text{Pa}\beta$ . Le standard a été observé à 16 différentes positions sur le détecteur pour étudier la réponse instrumentale en fonction de la position.

Le niveau dans le canal 4 (celui du bas) est plus élevé de  $\sim 3\%$  par rapport aux canaux 1 et 2, alors que le niveau du canal 3 est plus faible de  $\sim 2\%$ . C'est l'amplitude et l'orientation attendues ( $90^\circ$  par rapport au nord). Toutefois, ces différences sont observées autant pour le standard polarisé que pour l'étoile témoin et le niveau du fond de ciel. Les



tentatives ont été vaines pour souligner de façon convaincante un signal de polarisation sur ces données.

Pour conclure, davantage d'observations à grand rapport signal sur bruit, pour différents standards polarimétriques, sont nécessaires avant d'exclure l'utilité du Wobidou pour l'astronomie sans lame demi-onde. De plus, il manque des mesures de transmissivité. Entre-temps, l'intégration de la table rotative pour la lame demi-onde de SIMON est en cours.

## 1.12 CONCLUSION

Le Spectrographe Infrarouge de Montréal est maintenant instrument résident à l'Observatoire du mont Mégantic où il est utilisé régulièrement pour différents projets scientifiques et pour la réalisation d'images du calendrier annuel de l'Observatoire. Son mode le plus exploité demeure le mode d'imagerie. Le mode polarimétrique reste toujours à développer par la mise en service d'une roue à lame demi-onde (chaude) qui permettra un balayage des canaux polarimétriques.

D'autres projets sont étudiés pour SIMON dans l'avenir. Visiteur au TCFH, ce pourrait être un instrument complémentaire à la nouvelle caméra grand-champ WIRCam, laquelle il compléterait par ses modes spectroscopiques. Alternativement, si une pièce optique était ajoutée, SIMON pourrait utiliser le foyer  $f/19.6$  de la bonnette d'optique adaptative du TCFH afin d'y effectuer des projets de spectroscopie. Sans oublier que le TCFH avec SIMON dans son mode MOS avec Amici forme une combinaison unique et compétitive pour l'étude des naines brunes dans les régions de formation d'étoiles.

Une capacité non évoquée de SIMON a trait au mode de lecture de son détecteur. Il est possible d'effectuer de la photométrie très rapide ( $\sim 100\text{Hz}$ ) en limitant la taille des images lues. Déjà, l'étude de variabilité d'une étoile Wolf-Rayet et l'occultation d'une étoile par Pluton ont tiré profit de cette technique à l'OMM.

Enfin, récemment, SIMON s'est révélé utile à l'extérieur du domaine astronomique. Une équipe de chercheurs en génie chimique à l'École Polytechnique de Montréal poursuit un projet de caractérisation de nanotubes lasers infrarouges qui l'a menée à utiliser la

spectroscopie longue-fente de SIMON en laboratoire, dans les locaux du LAE (publication acceptée dans *Physical Review Letter*).

## CHAPITRE 2

# DÉTERMINATION DU TAUX DE BINARITÉ DES NAINES BRUNES À GRANDE SÉPARATION

### 2.1 INTRODUCTION

Ce chapitre concerne la recherche de naines brunes très froides en partie effectuée à l'OMM avec SIMON mais aussi au TCFH et à CTIO. L'objectif était de déterminer le taux de binarité des naines brunes orbitant à très grande séparation ( $\sim 1000$  UA) autour des étoiles du voisinage solaire pour vérifier si le désert des naines brunes établi à faible séparation s'étend aussi à plus grande séparation. Un objectif secondaire était de confronter le modèle de formation des naines brunes par éjection.

L'introduction est un résumé des connaissances dans le domaine des naines brunes en général. La section §2.2 présente une revue des connaissances sur la binarité des naines brunes (en date de janvier 2005) et la section §2.3 décrit les modèles de formation. Les objectifs scientifiques et la technique de détection sont décrits à la section §2.4. Suivent les sections décrivant les observations (§2.5), le traitement des images (§2.6) et l'analyse (§2.7).

Les résultats du sondage sont présentés à la section §2.8, suivie d'une discussion (§2.9) et d'une conclusion (§2.10).

#### 2.1.1 Étoiles, planètes et naines brunes

Avec 1995, l'année de publication de la découverte des premières planètes extrasolaires (Mayor & Queloz, 1995) et de la découverte de la première naine brune (Nakajima et al., 1995), s'est opéré un changement important de notre conception de ce que sont les planètes, les naines brunes et les étoiles. Auparavant, il existait deux classes distinctes, d'une part, les étoiles, des astres massifs capables de soutenir la fusion nucléaire, d'autre part, les planètes, dont le plus massif représentant, Jupiter, est  $\sim 100$  fois moins massif que les étoiles les moins massives connues à cette époque. Deux ordres de grandeur en

masse séparaient ces deux classes d'astres. GL 229B, avec sa masse évaluée à  $25 M_{\text{Jup}}$  (Leggett et al., 1999), et les nombreuses planètes extra-solaires de quelques  $M_{\text{Jup}}$  ont maintenant comblé le vide. Un spectre continu d'astres, allant des masses terrestres aux masses stellaires, se dévoile avec chaque nouvelle découverte. Comment, dans ce nouveau paradigme, différencie-t-on une planète d'une naine brune, ou encore, une naine brune d'une étoile ?

Pourquoi ne pas adopter la définition qui dépend du mode de formation ? Définissons les planètes comme des astres peu massifs formés dans un disque circumstellaire en orbite autour d'une ou plusieurs étoiles. La définition d'une naine brune est alors un astre de masse sous-stellaire ne tirant pas sa luminosité de l'activité de fusion nucléaire de l'hydrogène mais, par ailleurs, s'étant formé de la même façon qu'une étoile, c'est-à-dire directement par l'effondrement gravitationnel d'un coeur de condensation dans un nuage moléculaire. Une naine brune peut avoir des planètes de la même façon qu'une étoile ordinaire. Le problème avec ces définitions est qu'il est souvent impossible de connaître l'origine ou le mode de formation des naines brunes et des planètes. On pense que plusieurs naines brunes isolées, découvertes dans les amas d'étoiles jeunes, se seraient formées autour d'étoiles pour ensuite être éjectées. Elles se qualifient donc à la fois comme planètes et naines brunes, à moins de retracer précisément leur lieu de formation, ce qui est très difficile à réaliser sur une base individuelle. De plus, certaines naines brunes isolées ont des masses presque aussi faibles que celle des planètes ; et inversement, certaines exoplanètes ont la masse de naines brunes.

Face à ce problème, la convention la plus pratique et la plus répandue est de classer les astres selon leur masse ou, plus précisément, leur source d'énergie (Basri, 2000). Ainsi, les étoiles sont les astres capables d'allumer en leur coeur des réactions de fusion nucléaire de l'hydrogène et d'en tirer de façon stable 100% de leur luminosité pendant leur passage sur la séquence principale. Sous  $\sim 3 \times 10^6 \text{K}$ , soit pour un astre de  $\lesssim 75 M_{\text{Jup}}$  (Chabrier & Baraffe, 2000), la température centrale devient trop faible pour que la fusion de l'hydrogène suffise à produire toute l'énergie dont l'astre a besoin. Toute fusion n'est pas impossible mais une partie de l'énergie provient de l'effondrement gravitationnel. On entre dans le régime sous-stellaire où les astres sont des naines brunes. Mais le brûlage du

deutérium opère encore bien en-deçà de la limite de fusion de l'hydrogène. Ce n'est que pour une température centrale sous  $\sim 0.5 \times 10^6 \text{K}$  et une masse inférieure à  $\sim 13 M_{\text{Jup}}$  (Saumon et al., 1996) que toute fusion nucléaire devient impossible. À  $\sim 13 M_{\text{Jup}}$ , on passe du régime des naines brunes à celui des planètes. C'est cette définition qui est adoptée pour le reste du chapitre.

### 2.1.2 Survol des naines brunes et planètes connues

Les deux voies de recherches les plus fructueuses dans la recherche de planètes et de naines brunes auront été les relevés du ciel en infrarouge proche de 2MASS, DENIS et SDSS, pour les naines brunes, et les études de vitesse radiale des groupes suisse (Mayor & Queloz) et américain (Marcy & Butler), pour les exoplanètes. Curieusement, les études visant les compagnons d'étoiles proches et utilisant l'imagerie à haute résolution et haut contraste n'ont découvert que très peu de naines brunes et encore aucune planète (notons tout de même la découverte d'une planète autour d'une naine brune (Chauvin et al., 2005)).

#### 2.1.2.1 Planètes

Les deux premières exoplanètes découvertes autour de 51 Pegasi (Mayor & Queloz, 1995) et de 70 Virginis (Marcy & Butler, 1996) font maintenant partie d'une liste de plus de 160, mises en évidence par les groupes suisse et américain<sup>1</sup>. Les nombreux résultats de ces recherches pourraient être étayés mais, puisque la détection de planètes n'était pas l'objectif de ce projet, seuls les résultats les plus pertinents seront mentionnés.

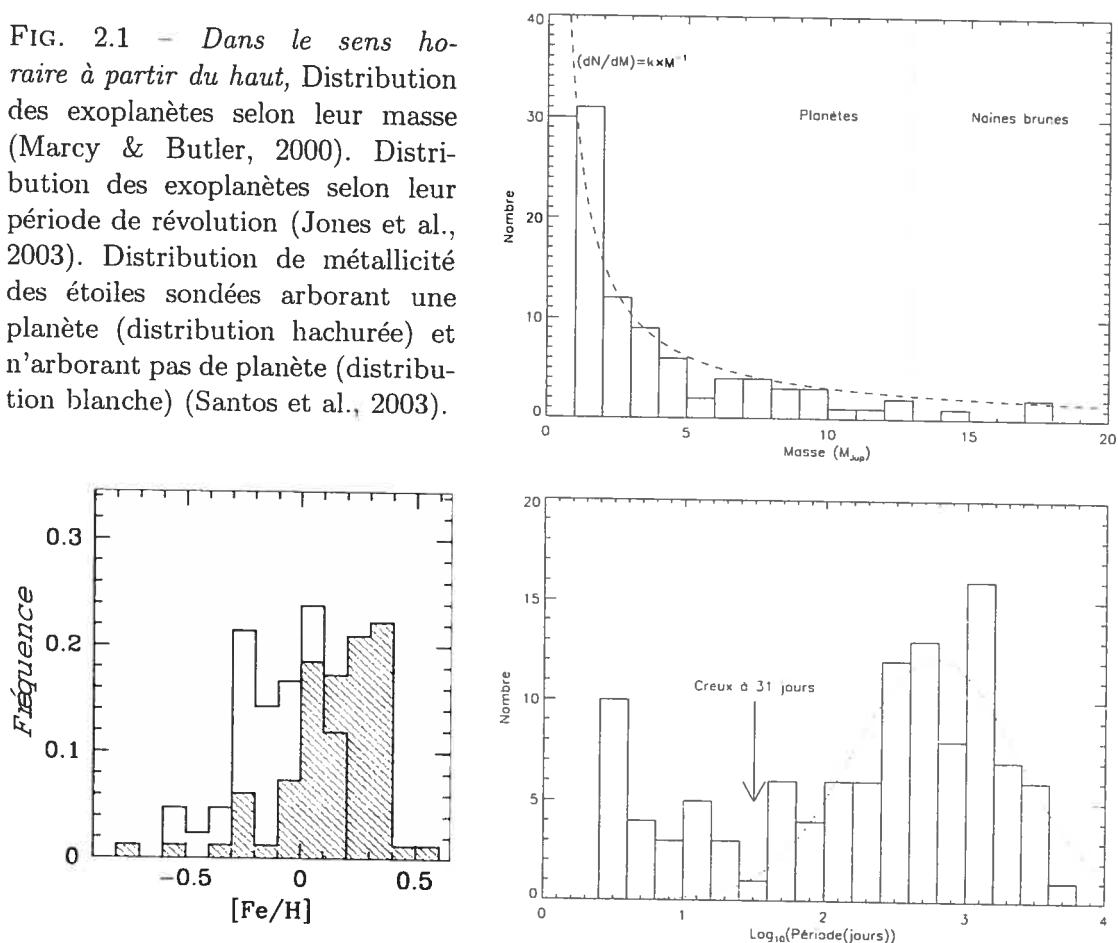
La figure 2.1 montre les histogrammes du nombre de planètes selon leur masse et leur période de révolution ainsi que la distribution de métallicité des étoiles sondées. Contrairement au biais observationnel qui favorise la détection de naines brunes ou de planètes massives, la distribution des exoplanètes montre un fort pic vers les faibles masses selon la courbe  $\frac{dN}{dM} \approx M^{-1}$  (Marcy & Butler, 2000). Presque toutes les exoplanètes sont de véritables planètes au sens propre du terme  $M \leq 13 M_{\text{Jup}}$ . Seules trois exoplanètes

---

<sup>1</sup>La liste des exoplanètes mise à jour par le groupe américain est sur le site [http://exoplanets.org/planet\\\_table.txt](http://exoplanets.org/planet\_table.txt)

ont une masse suffisante pour être appelées naines brunes. Selon Marcy & Butler, moins de 0.5% des étoiles sondées ont une naine brune à moins de 3 unités astronomiques (UA). Voilà d'où vient l'expression *désert de naines brunes* qui décrit bien la situation.

FIG. 2.1 - Dans le sens horaire à partir du haut, Distribution des exoplanètes selon leur masse (Marcy & Butler, 2000). Distribution des exoplanètes selon leur période de révolution (Jones et al., 2003). Distribution de métallicité des étoiles sondées arborant une planète (distribution hachurée) et n'arborant pas de planète (distribution blanche) (Santos et al., 2003).



Une importante observation pour comprendre l'origine des exoplanètes est celle de Santos et al. (2003) qui montrent que les étoiles possédant des planètes sont généralement 0.2 dex plus riches en métaux que celles ne possédant aucune planète. La cause de cette différence en métallicité pourrait être la contamination de l'atmosphère stellaire par des planètes englouties, ou, puisque la migration de planètes vers l'étoile centrale est favorisée dans un disque contenant plusieurs proto-planètes, donc dans un disque riche en métaux, cela pourrait découler du biais favorisant l'observation de planètes sur de petites orbites. Plus vraisemblablement, la présence de métaux est une condition favorable à la formation

des planètes et, donc, la métallicité plus élevée des étoiles arborant des planètes est d'origine primordiale.

Par ailleurs, selon Jones et al. (2003), un creux dans la distribution à 31 jours indiquerait qu'il existe deux populations d'exoplanètes, celles avec des périodes très courtes ( $\sim 10$  jours) et celles avec de longues périodes ( $\sim 1000$  jours). La population avec de longues périodes qui commence à se dévoiler grâce à l'allongement de la base temporelle des différentes études, pourrait être plus nombreuse. Ce serait la population de planètes "classiques" dont l'orbite ressemble davantage à celle des planètes du système solaire. Le pic à  $\sim 1000$  jours est voué à se déplacer au fur et à mesure que les études deviendront sensibles aux planètes plus éloignées. Néanmoins, la distribution gaussienne des périodes fait penser à la distribution *stellaire* de Duquennoy & Mayor (1991).

Malgré les efforts de plusieurs groupes de chercheurs, aucune planète n'a encore été observée par imagerie directe autour d'une étoile de la séquence principale. La capacité des sondages à haut contraste de compagnons autour d'étoiles proches ne dépasse guère encore le domaine de luminosité des naines brunes. Notons que Chauvin et al. (2005) ont cependant découvert une planète de  $5 M_{\text{Jup}}$  autour d'une naine brune (2M1207).

### 2.1.2.2 Naines brunes du champ

La recherche de naines brunes est restée longtemps infructueuse (par exemple, Probst (1983)). En 1988, la première naine brune de type L était découverte autour de la naine blanche GD165 (Becklin & Zuckerman, 1988) mais sa température était encore assez proche des étoiles M. C'est pourquoi la découverte par imagerie coronographique de GL 229B, un compagnon méthanique de masse sous-stellaire autour de GL 229, représente la première preuve incontestable de l'existence des naines brunes (Nakajima et al., 1995). Le spectre de GL 229B présente de nombreuses similitudes avec celui de Jupiter et il s'agit encore d'une des plus froides naines brunes connues avec  $T_{\text{eff}} \approx 900\text{K}$  (Leggett et al., 1999). GL 229B est une exception puisqu'elle orbite une étoile alors que la vaste majorité des naines brunes répertoriées sont isolées dans le champ ou forment des naines brunes binaires serrées (dans une proportion de  $\sim 10\%$  - Martin et al. (1999), Bouy et al. (2003)).

Delfosse et al. (1997) et (Ruiz et al., 1997) ont découvert les premières naines brunes du voisinage solaire : DENIS-P J1228.2-1547 (une naine de type L5), DENIS-P J1058.7-1548 (L3), DENIS-P 0205.4-1159 (L7) et Kelu-1 (L2). La présence de lithium en absorption à 6708 Å a confirmé la nature sous-stellaire de Kelu-1 et DENIS-P J1228.2-1547 Martin et al. (1997). Mais ce sont trois projets de relevé du ciel qui ont réalisé, à eux seuls, la presque totalité des découvertes de naines brunes dans le voisinage solaire. Le projet 2MASS (Skrutskie et al., 1997) a découvert plus de 155 naines L (Kirkpatrick, 2003) et 31 naines T (Burgasser et al., 2004) en répertoriant toute la sphère céleste dans les bandes  $J$ ,  $H$  et  $K_S$  de l'infrarouge proche. Le projet DENIS (Epchtein et al., 1997) a découvert 17 naines L (Kendall et al., 2004) à partir d'un relevé du ciel austral en bandes  $I$ ,  $J$  et  $K_S$ . Le projet SDSS (York & 143 collaborateurs, 2000), toujours en cours, a jusqu'à présent découvert près d'une centaine de naines L, et plus d'une trentaine de naines T grâce à un relevé profond du quart du ciel en bandes  $u$ ,  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ,  $z$ . Au total, à peu près 280 naines L et 65 naines T (Knapp et al. (2004), Burgasser et al. (2004)) sont répertoriées à ce jour dans le voisinage solaire.

Ces études ont culminé par la création de deux nouveaux types spectraux afin de classifier des spectres qui arborent de nombreuses bandes d'absorption moléculaire (Kirkpatrick et al., 1999). Le type L se caractérise par la disparition des raies d'absorption du TiO et du VO présentes dans l'atmosphère des étoiles M. La température effective des naines L,  $T_{\text{eff}} \approx 1300 - 2200$  K (Leggett et al., 2002), est inférieure à celle des étoiles M (2500 K+). Le type T (Burgasser et al. (2002), Geballe et al. (2002)), encore plus froid,  $T_{\text{eff}} \approx 750 - 1500$  K (Vrba et al., 2004), se caractérise par la présence de raies d'absorption moléculaire du méthane ( $\text{CH}_4$ ) et de l'eau ( $\text{H}_2\text{O}$ ) dans le proche infrarouge.

### 2.1.3 Modélisation et calibration

Les paramètres physiques des naines brunes tels la température, l'âge, la masse et la luminosité sont difficilement mesurables sans l'aide de modèles d'atmosphère et de modèles évolutifs. L'un des grands succès dans ce domaine est le travail de modélisation d'atmosphère réalisé par Allard et al. (2001) et Burrows et al. (1997) qui reproduit avec fidélité les observations spectroscopiques de vraies naines brunes.



La poussière de silicates joue un rôle important dans l'atmosphère des naines M tardives et naines L en rougissant leur spectre. C'est le régime des modèles *dusty*. Dans l'atmosphère des naines T, cette poussière se condense et l'élargissement par effet van der Waals des raies de Na I D ( $\lambda 5891, 5897 \text{ \AA}$ ) K I ( $\lambda 7687, 7710 \text{ \AA}$ ) produit un pseudo continu jusque dans l'infrarouge proche. C'est le régime des modèles *condensed*.

L'évolution du type spectral n'est pas simplement déterminée par la température effective. En effet, à la transition entre les naines brunes "poussiéreuses" et les naines brunes "condensées", soit autour du type spectral T0-T4, l'évolution semble plutôt dépendre de la quantité de poussière présente dans la photosphère. Vrba et al. (2004) montrent que cette transition de phase se produit à environ 1300 K. Les naines L forment une extension naturelle des étoiles M avec des couleurs plus rouges et des luminosités plus faibles. Cependant, les naines T sont caractéristiquement bleutées dans le proche IR. Ce sont les bandes d'absorption moléculaire de méthane et l'opacité collisionnelle de la molécule d'hydrogène (aux longueurs d'onde entre  $1.5\mu\text{m}$  et  $3.5\mu\text{m}$ ) qui poussent le flux émergent vers le bleu.

Les plus froides naines brunes identifiées sont de type T9 (Gl 229B, GJ 570D) et ont des températures comprises entre 750 et 900 K. Aux températures plus froides ( $\leq 600 \text{ K}$ ), les modèles d'atmosphère prévoient l'apparition de nouvelles bandes d'absorption moléculaires dues à la molécule de  $\text{NH}_3$  (l'ammoniac) (Allard et al., 2001; Burrows et al., 2003). Certains postulent déjà la création d'un nouveau type spectral, le type Y, pour accommoder ces nouvelles caractéristiques spectrales (Kirkpatrick, 2003; Leggett et al., 2004). Grâce au télescope Spitzer, on commence à déceler la présence d'ammoniac à  $11\mu\text{m}$  dans les plus froides naines T (Roellig et al., 2004) mais la chasse à un vrai prototype de naine Y est encore ouverte. De telles naines brunes se trouveront probablement à proximité dans le voisinage solaire vu leur faible luminosité. C'est pourquoi la meilleure approche pour les découvrir est un relevé en proche IR à très grand champ. Une méthode alternative est de cibler certaines étoiles proches et de chercher un compagnon très froid. À vrai dire, voilà exactement l'un des objectifs du présent projet de thèse.

Sur le front des modèles d'évolution des naines brunes, la caractéristique la plus évidente et qui pose le plus de difficultés observationnelles est la dégénérescence masse-

luminosité. Une naine brune peu massive et jeune peut avoir la même luminosité, la même température et pratiquement le même spectre qu'une naine brune massive et vieille<sup>2</sup> Un exemple de courbe de refroidissement produite par Burrows et al. (1997) est présenté à la figure 2.2. La dégénérescence masse-luminosité est apparente. Pour un luminosité donnée, il existe une variété de combinaisons masse/âge possibles reproduisant la même valeur. Ce constat rend particulièrement difficile (voire impossible) l'estimation de la masse ou de l'âge des naines brunes du champ sur une base individuelle. En effet, bien que la parallaxe (donc la luminosité) de plusieurs dizaines de naines brunes du champ soit maintenant connue, le problème demeure un problème à trois inconnues. Une seule variable, la luminosité, est contrainte. Une deuxième peut être contrainte si l'on utilise les modèles d'évolution.

À ce jour, il n'existe qu'un exemple de naine brune dont la masse, l'âge et la luminosité seraient simultanément contraints entièrement par observation : le système  $\epsilon$  Indi B consistant en une paire de naines brunes de type T orbitant  $\epsilon$  Indi à grande séparation McCaughrean et al. (2004); Volk et al. (2003). La luminosité, l'âge approximatif (donné par l'étoile primaire) et (bientôt !) la masse dynamique des deux naines sont mesurables. Habituellement, dans certaines situations, il est possible de contraindre observationnellement seulement deux de ces paramètres. Dans les meilleurs des cas, les modèles d'évolution permettent alors de déduire le troisième paramètre. En réalité, à la transition L-T, les modèles se trompent par près de 2 magnitudes dans les relations couleur-magnitude (Tinney et al., 2003) ce qui les rend pour ainsi dire inutilisables en-dessous de  $\sim 1500$  K.

### 1. Âge & luminosité connus, masse déduite des modèles

Les naines brunes jeunes dans les régions de formation d'étoiles ou dans les amas jeunes constituent le meilleur exemple. Elles représentent une grande fraction de la recherche qui se fait dans le domaine. Elles ont un âge et une luminosité connus si bien que leur masse peut être estimée assez précisément grâce aux modèles. L'évolution sur une centaine de millions d'années mise en évidence par l'obser-

---

<sup>2</sup>En réalité, cette dégénérescence peut être levée dans le cas des naines brunes très jeunes (ex : dans Orion) dont le rayon est appréciablement supérieur à sa valeur typique à un âge plus élevé. La signature spectroscopique d'une faible gravité de surface a été invoquée (ex :  $\sigma$  Orionis) pour assigner un jeune âge à certaines naines brunes.

vation de populations de naines brunes dans différents amas semble conforter les modèles. Le premier million d'années reste cependant toujours mal modélisé et dépend beaucoup des conditions initiales employées (Baraffe et al., 2003).

Un autre cas est celui, assez rare, des naines brunes associées à une étoile. Parfois, l'âge de l'étoile est estimable et, en supposant une origine commune, ceci permet de contraindre deux paramètres de la naine brune, l'âge et la luminosité. Pour ces quelques naines brunes (superposées aux tracés évolutifs de la figure 2.2), la masse est alors déduite des modèles. La recherche de tels compagnons est la seconde motivation importante du présent projet de thèse. Malheureusement, la masse dynamique de la plupart de ces systèmes est difficile à mesurer car leur orbite est de très longue période ( $\geq 1000$  ans)

## 2. Masse & luminosité connues, âge déduit des modèles

Notons enfin que les premières mesures de masse dynamique de naines brunes commencent à être publiées. Elles sont basées sur l'observation de naines brunes binaires (NBB) (deux naines brunes en orbite serrée) (Bouy et al., 2004). Combinées aux mesures de parallaxe, elles contraignent la masse et la luminosité de ces systèmes. Leur âge n'est cependant pas mesuré et doit être déterminé via l'utilisation de modèles d'évolution.

## 3. Masse, luminosité et âge mesurés simultanément

La découverte de plusieurs systèmes de naines brunes binaires accompagnant des étoiles ouvrira, dans le futur, la possibilité de contraindre observationnellement à la fois la masse, la luminosité et l'âge et d'ainsi calibrer précisément les modèles d'évolution.

### 2.1.3.1 Naines brunes dans les amas stellaires

En 1995, Rebolo et al. ont découvert, dans les Pléiades, la première naine brune (Teide 1) à se trouver dans un amas stellaire. Puis, Zapatero Osorio et al. (1997) ont ajouté huit nouvelles candidates. Ces candidates ont dû passer le test de présence de lithium (Basri, 2000). En effet, le lithium est rapidement brûlé (en 10-100 millions d'années) dans le coeur

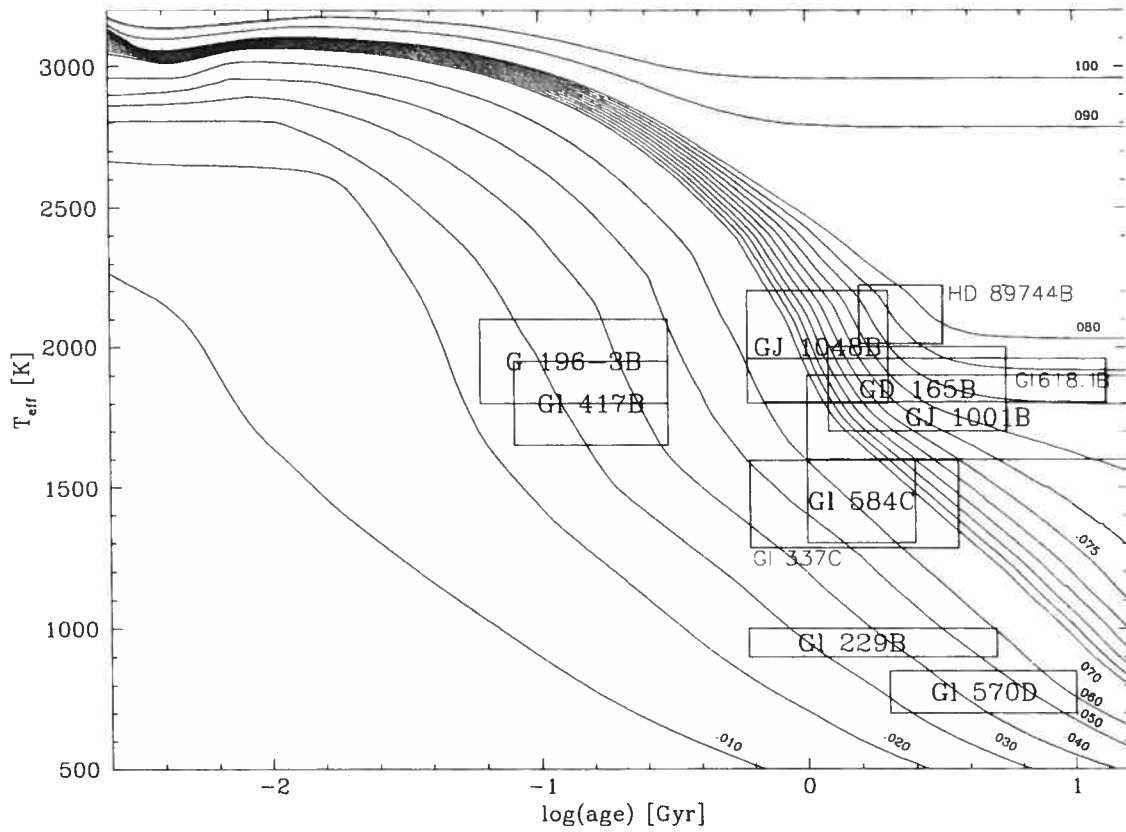


FIG. 2.2 = Tracés évolutifs des naines brunes selon les modèles de Burrows et al. (1997). La masse de chaque tracé est donnée en masse solaire et quelques compagnons de masse sous-stellaire dont l'âge peut être estimé sont placés dans le diagramme (la taille de la boîte correspond aux incertitudes). Tiré de Kirkpatrick et al. (2001), figure 12 et de Wilson et al. (2001), figure 4.

chaud des étoiles, contrairement aux naines brunes. À l'âge des Pléiades (125 millions d'années), le déficit en lithium est déjà très marqué chez les étoiles. Si PPl 15 (Basri et al., 1996) a été la première à montrer un surplus de lithium, Teide 1 a été la première à montrer une forte abondance de lithium qui la plaçait sans conteste au rang des naines brunes. Le test du lithium a par la suite été appliqué à plusieurs autres amas. Si du lithium est présent, la température à laquelle se produit la transition étoile/naine brune est de 2700K, soit un type spectral de M6.5. Dans le cas des amas jeunes ( $\leq 150 \times 10^6$  années), les sources ayant une type de M7+ sont donc des naines brunes.

Puisque les naines brunes se refroidissent constamment depuis le moment de leur formation, leur luminosité est maximale lorsqu'elles sont jeunes. De plus, l'âge des jeunes amas d'étoiles est mieux contraint que celui des étoiles de champ dans le voisinage solaire. Ces deux faits expliquent pourquoi tant d'efforts observationnels sont dirigés vers les amas d'étoiles jeunes et les associations jeunes.

Lucas & Roche (2000) ont été parmi les pionniers de la recherche de naines brunes dans les régions de formation d'étoiles en découvrant photométriquement de nombreuses naines brunes dans le Trapèze d'Orion. À partir de simples diagrammes couleur-magnitude, leur étude a isolé plus de 150 candidates parmi  $\sim 500$  sources. Plus tard, Luhman et al. (2000) ont utilisé des données NICMOS du télescope spatial Hubble pour tracer la fonction de masse initiale du Trapèze où les proportions sont de 47 naines brunes pour 179 étoiles.

Des naines brunes ont depuis été découvertes dans plusieurs autres amas. López Martí et al. (2004) ont effectué un relevé complet du Nuage de Chamæleon-I (âge =  $1 - 5 \times 10^6$  années) et identifié une quarantaine de naines M comprises dans les limites stellaires mais aussi une vingtaine de naines brunes de type spectral M7+. La fonction de masse initiale déduite ( $\frac{dN}{dM} \sim M^{-\alpha}$ ) ne présente pas de coupure dans le régime sous-stellaire ( $\alpha = 0.6 \pm 0.1$ ) contrairement à ce qui est observé dans d'autres amas comme Taurus, par exemple. Il y aurait autant de naines brunes que d'étoiles dans Chamæleon-I. Moraux et al. (2003) arrivent à la même conclusion dans les Pléiades ( $\alpha = 0.6 \pm 0.11$ ). Des naines brunes ont été confirmées dans des amas de différents âges, par exemple, dans IC348 ( $1 - 10 \times 10^6$  années) (Preibisch et al., 2003), dans  $\sigma$  Orionis ( $\sim 3 \times 10^6$  années) (Barrado y Navascués et al., 2003), dans IC2391 ( $\sim 53 \times 10^6$  années) (Barrado y Navascués et al.,

2001) et dans les Pléiades ( $\sim 120 \times 10^6$  années) (Moraux et al., 2003), entre autres.

La proportion de naines brunes découvertes semble curieusement plus élevée dans les amas denses comme Orion que dans les amas épars comme Taurus, par un facteur 2 (Briceño et al., 2002). Dans Taurus, Martín et al. (2001) n'ont découvert que quatre naines brunes malgré un sondage de plus de  $2 \text{ deg}^2$ . Puis, dans un sondage très profond de  $8.4 \text{ deg}^2$  de Taurus et complet jusqu'à  $M \leq 20M_{\text{Jup}}$ , Luhman et al. (2003) répertorient 86 membres de l'amas, dont seulement une douzaine sont des naines brunes. Le même déficit de naines brunes est remarqué par Preibisch et al. (2003) dans IC348.

Pour terminer, il est intéressant de noter qu'une coupure dans la fonction de masse initiale semble avoir été observée. Ainsi, selon Lucas et al. (2003), plus aucune source n'est détectée à  $K \geq 18.5$  dans le Trapèze d'Orion malgré une limite de complétude de 90% à  $K = 19.0$ . Cette coupure à  $K \geq 18.5$  correspond à une masse de  $5M_{\text{Jup}}$ . Ce résultat devra toutefois être confirmé par des études spectroscopiques.

## 2.2 BINARITÉ DES NAINES BRUNES - ÉTAT DES CONNAISSANCES

La recherche de naines brunes comme compagnons aux étoiles se divise en trois méthodes d'observation. Chacune sonde un régime de séparation différent autour des étoiles, entre 0 et 5 UA pour la technique de vitesse radiale, entre 5 et 100 UA pour les techniques d'imagerie à haute résolution (pour les étoiles situées à moins de 25 pc), et au-delà de 100 UA pour les relevés à grand champ comme ce présent projet de thèse. De plus, de nombreuses recherches sont faites sur d'autres étoiles que celles du champ, en particulier dans des associations et dans les amas jeunes.

### 2.2.1 Compagnons spectroscopiques

Dans la queue de la distribution de masses des 110 exoplanètes (sur près de 2000 étoiles sondées) se trouvent trois candidates ayant une masse,  $M \times \sin(i)$ , supérieure à  $13 M_{\text{Jup}}$ . HD168443c a une masse estimée entre 17 et  $42 M_{\text{Jup}}$  (Marcy et al. (2001), Udry et al. (2002)), HD162020b et HD202206b ont des masses minimums de  $14.4 M_{\text{Jup}}$  et  $17.5 M_{\text{Jup}}$

(Udry et al., 2002). Dans certains cas, il est possible d'assigner une masse supérieure en contraignant la valeur de l'inclinaison de l'orbite à partir des mesures de position et de mouvement propre d'Hipparcos. Par exemple, une naine brune potentielle, HD110833b, s'est révélée de masse stellaire à la lumière de cette analyse (Halbwachs et al., 2000). Plusieurs des exoplanètes de  $M \times \sin(i) \sim 7 M_{\text{Jup}}$  pourraient donc dépasser la frontière  $M \geq 13 M_{\text{Jup}}$ , à moins que l'analyse statistique de Halbwachs et al. (2000) effectuée sur une dizaine de candidats naines brunes avec  $0.01 \leq M \sin(i) \leq 0.08 M_{\text{Sol}}$  possédant des mesures Hipparcos ne soit corroborée. Cette étude montre que seulement trois des dix candidats naines brunes peuvent avoir en réalité des masses de naines brunes, les autres sont des étoiles dont l'effet de l'inclinaison de l'orbite ( $\sin(i)$  petit) a engendré des  $M \sin(i)$  dans le domaine des naines brunes. Halbwachs et al. concluent que la fonction de masse initiale des planètes décroît très rapidement jusqu'à  $\sim 10 M_{\text{Jup}}$  puis devient constante ou nulle dans le régime des naines brunes, ce qui montre à quel point le désert des naines brunes est aride.

### 2.2.2 Compagnons à faible séparation

La recherche par imagerie à haute résolution, soit avec optique adaptative, soit avec le télescope spatial Hubble, a fait l'objet de nombreuses publications. Malheureusement, la récolte de naines brunes a été très faible. Oppenheimer et al. (2001) n'ont trouvé qu'une naine brune, GL 229B, parmi l'échantillon complet de 107 systèmes stellaires sondés à l'intérieur de 8 pc. Ils utilisaient la technique de mouvement propre. Leur limite de sensibilité est de  $M_J = 16 - 17$ , soit une masse de  $40 - 45 M_{\text{Jup}}$  pour des naines brunes de  $5 \times 10^9$  années, pour des séparations de  $d = 10 - 100$  UA. Schroeder et al. (2000) n'ont trouvé aucune naine brune autour des 24 étoiles (12 M, 5 K, 2 G, 2 F, 2 A) imagées avec le télescope Hubble. Toutes sont des étoiles très proches (médiane = 3.5 pc) et le domaine des séparations sondé est restreint à 10-60 UA. La limite de détection dépend de la magnitude de l'étoile centrale mais est à peu près de  $20 - 30 M_{\text{Jup}}$  pour la majorité des étoiles si l'on suppose un âge de  $5 \times 10^9$  années. L'étude avec optique adaptative de Luhman & Jayawardhana (2002) sur le télescope Keck n'a confirmé aucun compagnon de masse sous-stellaire. Leur échantillon comprenait 25 étoiles G autour

desquelles des exoplanètes sont détectées. Leur limite de détection est de  $25 - 30 M_{\text{Jup}}$  pour  $d = 20 - 100$  UA, en moyenne. Lowrance (2001) a également effectué un sondage avec le télescope spatial. Son échantillon comprend 45 étoiles jeunes ( $\approx 150 \times 10^6$  années) de types G, K et M situées en moyenne à 30 pc. Il a trouvé deux naines brunes, HR 7329B, autour d'une étoile A0, et TWA 5B, autour d'une étoile T Tauri. Sa limite de détection est de  $\sim 20 M_{\text{Jup}}$  pour des séparations de  $d = 15 - 120$  UA.

### 2.2.3 Compagnons à grande séparation

La publication de Gizis et al. (2001) a été l'élément déclencheur de ce projet de thèse. En effet, Gizis et al. ont soulevé la question à savoir si le désert de naines brunes autour des étoiles de la séquence principale s'étend à grande séparation. C'est que plusieurs naines brunes découvertes par 2MASS et apparemment isolées se sont avérées (par mouvement propre) être associées à une étoile mais sur de très larges orbites. En tout, seize naines brunes associées à une étoile sont maintenant connues (voir tableau 2.1). Des spectres ont été obtenus (sauf GJ86B) afin de confirmer qu'il s'agit bien de naines brunes.

Douze de ces naines brunes ont une séparation supérieure à 100 UA, et six, supérieure à 1000 UA. La naine brune la plus éloignée, GJ 584C, est à 3600 UA de l'étoile primaire. L'étude statistique de Gizis et al. estime que la fréquence de binarité des naines brunes atteint  $18 \pm 14\%$ , une valeur proche de ce que Duquennoy & Mayor (1991) retrouvent pour la binarité stellaire à grande séparation ( $13 \pm 3\%$  pour  $d \geq 100$  UA). Cependant, l'analyse de Gizis et al. est basée sur un échantillon complet de seulement trois naines brunes et uniquement sur les découvertes faites par 2MASS dont la limite de complétude ( $J \approx 16.0$ ) est relativement basse.



TAB. 2.1 – Naines brunes avec confirmation spectroscopique en association avec une étoile.

Nom	(NB)	Type spectral (étoile)		Séparation apparente	Distance (parsec)	Source
		(NB)	(étoile)			
GJ 584C	L8		G1 V + G3 V	3600 UA = 194"	18.6 ± 0.4	Kirkpatrick et al. (2001)
HD 89744B	L0		F7 IV-V	2460 UA = 63"	39.0 ± 1.1	Wilson et al. (2001)
GJ 417B	L4.5		G0 V	2000 UA = 90"	21.7 ± 0.4	Kirkpatrick et al. (2001)
GJ 570D	T8		K4V+M1.5V+M3V	1500 UA = 263"	5.91 ± 0.06	Burgasser et al. (2000)
Epsilon Indi B	2*T		K5 V	1459 UA = 402"	3.626 ± 0.009	Scholz et al. (2003)
GG Tau Bb <sup>a</sup>	M7		K7+M0.5+M5 (TTauri)	1400 UA = 10.1"	140 ± 30pc	White et al. (1999)
GJ 618.1B	L2.5		M0 V	1090 UA = 36"	30.3 ± 2.4	Wilson et al. (2001)
GJ 337C	L8		G8 V + K1 V	880 UA = 43"	20.5 ± 0.4	Wilson et al. (2001)
G196-3B	L2		M2.5 V	300 UA = 12"	21.2 ± 0.5	Rebolo et al. (1998)
HD 150451C <sup>b</sup>	T?		A7 III + ?	282 UA = 6"	47 ± 4	Carson et al. (2003)
GJ 1048B	L1		K2 V	250 UA = 12"	21.3 ± 0.5	Gizis et al. (2001)
HR 7329B <sup>c</sup>	M7		A0V	200 UA = 4.1"	48	Lowrance et al. (2000), Guenther et al. (2001)
GJ 1001B	L5		M4 V	180 UA = 19"	9.6 ± 0.1	EROS Collaboration et al. (1999)
GD 165B	L4		DA4	120 UA = 4"	31.5 ± 2.3	Zuckerman & Becklin (1992)
TWA 5B <sup>d</sup>	M8.5		T1.5 (TTauri Bin.Sp.)	108 UA = 2.0"	55 ± 16	Lowrance et al. (1999), Neuhauser et al. (2000)
GJ 569Bab <sup>e</sup>	M8.5+M9		M2.5 V	49 UA = 5"	9.8	Zapatero Osorio et al. (2004)
HD 130948B,C	2*L4		G1 V	47.2 UA = 2.64"	17.9	Potter et al. (2002)
GJ 229B	T8		M1 V	44 UA = 8"	5.77 ± 0.05	Nakajima et al. (1995)
GJ 86Bf	L/T		K1	18.8 UA = 1.72"	10.9	Els et al. (2001)
LHS 2397aB	L7.5		M8 V	14.4 UA = 0.2"	14.3 ± 0.4	Freed et al. (2003)
HR 7672B	L4.5		G1 V	14.2 UA = 0.79"	17.7	Liu et al. (2002)

<sup>a</sup>Membre de l'amas Taurus-Auriga, âge ≈ 1.5 × 10<sup>6</sup> années

<sup>b</sup>Confirmation par filtre méthane On/Off

<sup>c</sup>Membre du groupe β Pictoris, âge ≈ 20 – 30 × 10<sup>6</sup> années

<sup>d</sup>Membre de l'association TWA, âge = 12 ± 6 × 10<sup>6</sup> années

<sup>e</sup>Membre de l'association Ursa Major, âge = 300 – 800 × 10<sup>6</sup> années

<sup>f</sup>Pas de confirmation spectroscopique, âge = 1 – 10 × 10<sup>8</sup> années

Simons et al. (1996) et Hinz et al. (2002) ont abordé autrement le problème de la binarité des naines brunes pour trouver un résultat diamétralement opposé. Leur étude repose sur l'imagerie à grand champ ( $5' \times 5'$ ) en bande  $J$  à deux époques différentes séparées de sept ans. Aucune des 63 étoiles M sondées ne possède de compagnon sous-stellaire à grande séparation. La limite de complétude de leur échantillon est de  $J = 16.5$  mais leurs cibles ont une distance moyenne de 5.8 pc, donc l'étude a une sensibilité jusqu'à  $M_J = 17.7$  dans un domaine de séparation de  $\leq 800$  UA. C'est entre autres pour réconcilier ces deux résultats contradictoires que ce projet de thèse a été lancé.

Il faut mentionner l'étude de Farihi et al. (2003a) qui sonde plus de 200 naines blanches avec imagerie infrarouge ( $3' \times 3'$ ) jusqu'à  $J \leq 19$  (distance moyenne : 50 pc). Plusieurs compagnons de type M ou naines blanches ont été détectés, mais la seule naine brune découverte dans cet échantillon est GD 165B (Zuckerman & Becklin, 1992). Les précurseurs de ces naines blanches, choisies pour leur appartenance probable au disque galactique d'après leur faible mouvement propre, devaient être principalement de types A-F avec un âge de  $1 - 3 \times 10^9$  années. Ces paramètres se traduisent en une limite de détection des naines brunes de  $M_J \leq 15.5$  ou  $\sim 40 M_{Jup}$ . Un fait intéressant à noter est que le domaine de séparations sondé par le champ de vue ( $3'/2=4500$  UA à 50 pc) doit être divisé par 2-7 pour compenser l'agrandissement de l'orbite suivant la perte de masse de l'étoile centrale maintenant naine blanche (Farihi et al., 2003a).

#### 2.2.4 Compagnons dans les associations jeunes

Les associations d'étoiles jeunes sont des cibles de prédilection pour rechercher des naines brunes puisqu'elles sont à proximité et ont un jeune âge (ex :  $\beta$  Pictoris : 10-50 pc,  $20 \pm 10 \times 10^6$  années (Zuckerman et al., 2001) ; Tucana-Horologium :  $\sim 45$  pc,  $\sim 40 \times 10^6$  années, (Zuckerman & Webb, 2000)) ce qui rend l'observation de naines brunes lumineuses plus accessible. Lowrance (2001) a trouvé les deux seules naines brunes avec confirmation spectroscopique : TWA5B dans l'association TW Hydrae est de type spectral M8.5, a un âge estimé à  $12 \pm 6 \times 10^6$  années et une masse de  $15 - 40 M_{Jup}$  ; HR 7329B dans le groupe  $\beta$  Pictoris (Zuckerman et al., 2001) est de type spectral M7, a un âge de  $8 - 20 \times 10^6$  années et une masse de  $\leq 40 M_{Jup}$ . Chauvin et al. (2003), dans l'asso-

ciation Tucana-Horologium, et Neuhäuser et al. (2003), dans les associations  $\beta$  Pictoris et Tucana-Horologium ont détecté plusieurs compagnons mais la plupart sont de type stellaire. Chauvin et al. ont trouvé quatre compagnons autour des 24 étoiles sondées de Tucana-Horologium. Deux, à  $177 \pm 5$  UA de HIP6856 et à  $190 \pm 80$  UA de GSC8047-0232, sont probablement de masse sous-stellaire mais demandent des confirmations spectroscopiques et de mouvement propre. Neuhäuser et al. rejettent la présence de naines brunes ( $13 M_{\text{Jup}} \leq M \leq 75 M_{\text{Jup}}$ ) entre 40 UA et 3000 UA autour de 11 étoiles de l'association  $\beta$  Pictoris, et isolent 1-5 candidates (demandant confirmation spectroscopique et de mouvement propre) autour de 21 étoiles de l'association Tucana-Horologium entre 50 UA et 3500 UA. Gizis (2002) a quant à lui identifié deux naines brunes de type M trouvées par 2MASS faisant vraisemblablement partie de l'association TW Hydrae. Mais ces naines brunes ne sont pas associées à des étoiles. Bien que le taux de binarité stellaire dans les associations soit élevé ( $\sim 50\%$ ), le taux de binarité sous-stellaire semble être appréciablement plus faible.

### 2.2.5 Compagnons dans les amas stellaires jeunes

À la distance des plus proches amas stellaires jeunes ( $\geq 150$  pc,  $\leq 150 \times 10^6$  années), les études de binarité sondent le régime des séparations élevées ( $\geq 100$  UA) et l'association physique entre étoiles est rarement démontrée autrement que statistiquement. Mais le nombre de sources permet de meilleures statistiques et la bonne connaissance de l'âge permet de meilleures évaluations de masse.

L'étude de Reipurth & Zinnecker (1993) dans le régime stellaire a montré que la binarité des étoiles n'ayant pas encore atteint la séquence principale (*Pre Main Sequence Stars*) est très élevée, même plus que celle des étoiles G de la séquence principale. Le même type d'étude dans le régime des masses sous-stellaires, donne des résultats différents, quoique encore préliminaires.

White & Ghez (2001) présentent une analyse spectroscopique détaillée d'étoiles binaires T Tauri dans l'amas Taurus ( $\sim 3 \times 10^6$  années). Une seule (1/21) possède un compagnon de masse sous-stellaire : GG Tau Bb. Le régime de séparation sondé est entre 100 et 1000 UA avec des observations dans l'optique et l'infrarouge. Leur conclusion est

que le désert de naines brunes dans le voisinage solaire est bien réel. Il n'est pas dû à un manque de sensibilité aux compagnons sous-stellaires. En effet, vu la plus grande luminosité des compagnons sous-stellaires à l'âge de Taurus, ceux-ci, s'ils existaient, auraient été détectés par leur étude. De même, Neuhäuser et al. (2002) n'ont trouvé aucun compagnon autour de 12 naines brunes ou étoiles peu massives dans le Nuage de Chamaeleon-I ( $1 - 5 \times 10^6$  années). Leur recherche se basait sur de l'imagerie HST et un suivi spectroscopique des candidats. Par contre, dans le cadre de l'étude de López Martí et al. (2004) du même nuage, sept systèmes dont la binarité est très incertaine - mais comprenant une naine brune à grande séparation (200 – 2000 UA) - sont répertoriés sur les  $\sim 60$  étoiles identifiées.

Un son de cloche différent est donné par Pinfield et al. (2003) qui ont déterminé la fraction de binarité des étoiles de faible masse dans M44 ( $10^9$  années) et les Pléiades. Leur technique photométrique pour découvrir les étoiles binaires se base sur le dédoublement de la séquence principale (dans un diagramme couleur-magnitude) dû à la présence de binaires non résolues. Le rapport du nombre de sources plus brillantes sur le nombre de sources dans un intervalle de couleur représente la fraction de binaires. La fraction de binarité que ces auteurs obtiennent dépend de la masse des étoiles centrales. Elle se situe entre 30% et 50% pour les étoiles de type M. Mais leur mesure n'est sensible qu'aux binaires non-résolues ce qui laisse croire que la fraction totale est encore plus grande.

### 2.2.6 Les naines brunes binaires (NB+NB)

Alors que le désert des naines brunes était mis en évidence par les études de vitesse radiale, Martin et al. (1999) utilisaient l'imagerie à haute résolution pour découvrir la première naine brune binaire (NBB), DENIS-P J1228.2-1547, constituée de deux naines brunes séparées par seulement 5 UA. Parallèlement, Koerner et al. (1999) découvraient trois NBB serrées (5-10 pc) sur dix naines L observées.

Reid et al. (2001) ont trouvé 4 NBB additionnelles dans un échantillon de 20 naines brunes du champ, toutes situées entre 2 et 8 UA. Presque tous ces systèmes ont un rapport de masse,  $q$ , proche de l'unité. Le plus extrême a  $q = 0.75$ . Close et al. (2002a) et Close et al. (2002b) ont sondé 20 étoiles de type M très tardif (M8-M9) et découvert

quatre compagnons serrés, dont une naine brune à 14 UA. Après correction pour leur échantillon limité en flux (*flux limited*) et pour leur manque de sensibilité aux compagnons trop faibles, ces auteurs trouvent que la binarité des étoiles M8-M9 est de 14 – 24%. À proprement parler, ce taux est une limite inférieure (le sondage se limite aux séparations de  $< 400$  UA). Cependant, puisque la fonction de distribution des compagnes semble atteindre un maximum à très faible séparation, la valeur de 14 – 24% est vraisemblablement très proche de la réalité. Cette remarque s'applique à la plupart des valeurs de binarité des NBB qui suivent dans cette section.

La recherche de binaires rapprochées est intrinsèquement biaisée en faveur des systèmes d'égale luminosité. Il faut donc savoir si les NBB ont réellement des masses équivalentes ou s'il s'agit d'un effet de sélection. En outre, les échantillons observés sont tirés de 2MASS, un catalogue limité par la magnitude (*magnitude-limited*) qui favorise la découverte de NBB. Burgasser et al. (2003) ont sélectionné un échantillon de 10 naines T et découvert deux NBB, dont une avec  $q = 0.7 - 0.8$ . Mais leur binarité de 20%, après correction pour cet effet de sélection, tombe à  $\sim 9_{-4}^{+15}\%$ . Guenther & Wuchterl (2003) emploient la technique des vitesses radiales sur un échantillon de 26 naines brunes et étoiles de faible masse et ne détectent que trois naines brunes montrant une variabilité spectroscopique. Mais leur estimé de binarité est semblable,  $12 \pm 7\%$ .

Puis, Close et al. (2003) (9/39), Gizis et al. (2003) (13/82) et Bouy et al. (2003) (25/133) ont étendu à de grands échantillons la recherche de NBB. Toutes ces études montrent que la binarité observée des NBB est de  $\sim 20\%$ . La différence tient dans le facteur de correction apportée pour compenser les biais d'observation. Ainsi, Close et al. obtient une binarité de  $15 \pm 7\%$ , Gizis et al.,  $15 \pm 5\%$ , et Bouy et al.,  $8_{-2}^{+6}\%$ . Ces valeurs sont plus faibles que celle des étoiles de type M hâtif de  $31 \pm 5\%$  (Marchal et al., 2003) ou que celle des étoiles de types G de 57% (Duquennoy & Mayor, 1991). La séparation des NBB montre un pic à 2-4 UA et un déficit de NBB à plus de 15 UA alors que le pic chez les étoiles G est à  $\sim 30$  UA. Le rapport de masse est proche de l'unité avec des valeurs entre 0.75 et 1.0.

Le portrait des NBB dans les amas est encore partiel mais semble corroborer celui du voisinage solaire. Un cas singulier mais très intéressant est celui de PPl 15, dans les

Pléiades. Basri & Martín (1999) montrent que PPl 15 est une naine brune binaire (NBB) spectroscopique montrant une raie d'absorption du lithium. Les masses estimées sont de  $60 M_{\text{Jup}}$  et  $70 M_{\text{Jup}}$  et l'orbite a une période de 5.8 jours. De fait, Martín et al. (2003) ont trouvé deux NBB dans les Pléiades (sur 13 sondées) et aucune dans  $\alpha$  Persei (sur 8 sondées) dans le régime de séparation de  $\sim 7 - 12$  UA, soit une fréquence de binarité de  $15_{-8}^{+19}\%$ .

## 2.3 SCÉNARIOS DE FORMATION DES NAINES BRUNES

L'existence de nombreuses naines brunes pose le problème d'expliquer comment peuvent se former des astres dont la masse est d'un ordre de grandeur plus petit que la masse de Jeans ( $T=10$  K,  $n=10^4$  cm $^{-3}$ , typique des nuages moléculaires). Deux avenues ont été proposées : la fragmentation turbulente d'un nuage moléculaire (Padoan & Nordlund, 2002), et l'éjection hors d'un groupe de proto-étoiles en formation (Reipurth & Clarke, 2001). En outre, l'existence de nombreuses naines brunes de champ, et parallèlement, du désert de naines brunes autour des étoiles de la séquence principale ont tôt fait naître l'idée que le processus de formation des naines brunes pourrait être différent de celui des étoiles (e.g. le mode par éjection). Il n'est toutefois pas exclu que le processus de formation des étoiles s'étende jusque dans le régime de masse des naines brunes, en autant que la difficulté posée par l'existence d'astres plus légers que la masse de Jeans - difficulté qui concerne aussi les étoiles de faible masse - trouve une explication (e.g. la fragmentation turbulente). Kroupa & Bouvier (2003) relèvent aux moins deux autres modes de formation possibles pour expliquer la présence de naines brunes : 1) la photo-évaporation de l'enveloppe protostellaire par le vent d'une étoile O, 2) l'effritement de l'enveloppe protostellaire par rencontres hyperboliques. Ces dernières alternatives ont toutefois une très faible efficacité, selon l'analyse de Kroupa & Bouvier.

### 2.3.1 Modèle standard de type stellaire

Afin de produire des régions de densité suffisamment élevée dans un nuage moléculaire qui par ailleurs est trop peu dense ou trop chaud pour permettre l'effondrement gravita-

tionnel, Padoan & Nordlund (2002) émettent l'hypothèse que la turbulence du gaz soit assez grande pour produire des chocs où la surdensité locale peut dépasser la densité critique d'effondrement et faire boule de neige. Autrement dit, les turbulences permettent la fragmentation d'un nuage moléculaire plus grand que sa masse de Jeans. Dépendamment de la densité, de la température et surtout du degré de turbulence, ce modèle reproduit la fonction de masse initiale dans différents environnements (différentes densités) dans le même sens que les observations. Mais, si ce modèle offre l'avantage de répondre directement au problème soulevé par la masse des naines brunes plus petite que la masse de Jeans, il n'élabore pas sur l'évolution des proto-étoiles une fois formées. Donc, aucune prédiction n'est faite quant à la binarité des naines brunes si ce n'est que celle-ci doit être en continuité avec ce qui est observé chez les étoiles.

### 2.3.2 Modèle de formation par éjection

Selon Reipurth & Clarke (2001), dans le paradigme d'un petit groupe de proto-étoiles en formation, deux phénomènes se déroulant sur à peu près la même échelle de temps ( $10^5$  années) se font compétition pour déterminer la masse finale d'un astre. L'accrétion du gaz à partir de l'enveloppe fait croître la masse alors que l'éjection, causée par diverses interactions gravitationnelles, la limite. Dans ces circonstances, une naine brune peut se former si 1) le taux d'accrétion est faible (par exemple, si la proto-étoile se forme en périphérie d'un petit groupe d'étoiles où la masse est concentrée au centre, l'accrétion est faible, de plus le système doit se relaxer gravitationnellement ce qui résulte souvent en l'éjection d'au moins un des membres); 2) l'éjection est hâtive (par exemple si une paire de proto-étoiles est perturbée par un troisième corps qui vient remplacer l'un des deux en l'expulsant). Dans ces deux cas, l'éjection vient couper l'accrétion de masse. Une naine brune est donc une étoile ratée.

Le modèle par éjection fait quelques prédictions observationnelles :

1. Des naines brunes fraîchement expulsées devraient se trouver non loin des objets T Tauri de classe 0.
2. Les naines brunes binaires (NBB) devraient avoir une séparation maximale de seule-

ment quelques dizaines d'unités astronomiques.

3. Le compagnonnage des NB autour des étoiles devrait être très faible à petite et moyenne séparation mais plus élevé à grande séparation.
4. La dispersion des vitesses radiales des NB dans un jeune amas devrait être plus grande que celle des étoiles. Comme corollaire, la distribution spatiale des naines brunes devrait être plus grande en périphérie.
5. Les NB ne devraient plus avoir de disque d'accrétion. Donc, la phase T Tauri devrait être très courte ou absente.

### 2.3.3 Dispersion des vitesses radiales dans les amas

Le modèle de formation par éjection prévoit que la dispersion des vitesses radiales des naines brunes dans les régions de formation d'étoiles ou dans les jeunes amas devrait être plus élevée que celle des étoiles. Cependant, tant du point de vue des simulations numériques que des observations, cette prédiction ne se confirme pas. En réalité, les simulations plus récentes de Delgado-Donate et al. (2003), de Sterzik & Durisen (2003) et de Umbreit et al. (2004) montrent que le processus d'éjection ne laisse qu'une très faible signature sur la dispersion des vitesses radiales. En fait, la plus grande différence de dispersion des vitesses radiales se trouve entre les systèmes binaires et les étoiles (ou naines brunes) simples. En effet, dans le portrait de formation stellaire en petits groupes, un système binaire plus massif a tendance à demeurer proche du centre de masse alors que les astres solitaires (étoile ou naine brune) sont éjectés. Du point de vue observationnel, White & Basri (2003) montrent que leur échantillon de neuf étoiles T Tauri (M5 et moins) (masses  $\leq 0.17M_{sol}$ ) a une dispersion aussi faible ( $1.9 \pm 0.5\text{km/sec}$ ) que la population stellaire plus massive. Joergens & Guenther (2001) arrivent à la même conclusion. Évidemment, le nombre de sources considérées est petit et laisse place à une confirmation observationnelle plus convaincante. Notons que si la moyenne de la dispersion des vitesses radiales est plus faible que ce que Reipurth & Clarke attendaient, il est possible que la queue des valeurs plus élevées laisse une faible empreinte sur la cinématique.



### 2.3.4 Distribution spatiale des naines brunes dans les amas

Si les naines brunes sont bel et bien éjectées, on s'attend à retrouver un surplus de naines brunes en périphérie des amas, ou carrément, à l'extérieur des amas. Moraux & Clarke (2005) ont testé par simple simulation N-corps l'évolution d'un amas dans lequel les naines brunes ont une dispersion de vitesse plus grande que celle des étoiles. Leur conclusion est que les naines brunes n'ont qu'une légère surabondance en périphérie des amas jeunes. Dans les amas évolués ( $\geq 10 \times 10^6$  années), la différence disparaît complètement. Ces prédictions restent à être confirmées mais l'on sait que Briceño et al. (2002) ne constatent aucune différence frappante entre la distribution spatiale des naines brunes et celle des étoiles dans Taurus (échantillon 80 systèmes) (cette observation est indépendamment confirmée par Luhman (2004b)) ce qui indique que, s'il existe une différence, celle-ci doit être assez faible.

### 2.3.5 Présence de disques

La présence de disques autour des naines brunes jeunes est maintenant bien établie. Par exemple, Liu et al. (2003) détectent un excès en bande  $L'$  autour de 75% des 38 naines brunes sondées dans IC348 et Taurus; Klein et al. (2003), grâce à des observations en infrarouge moyen et en ondes submillimétriques, réussissent à estimer la masse (quelques masses terrestres à quelques  $M_{\text{Jup}}$ ) de ces disques autour de deux naines brunes jeunes. Enfin, Jayawardhana et al. (2003) concluent même à l'existence d'une phase T Tauri (donc à la présence d'un disque d'accrétion) chez les naines brunes à partir de l'observation d'émission  $H\alpha$  caractéristique dans le spectre de la moitié des 14 sources observées. La présence de disques pour une fraction appréciable des naines brunes dans les régions de formation stellaire, de façon similaire aux étoiles, laisse croire que les naines brunes procèdent du même mode de formation que les étoiles et que le principe premier du scénario par éjection (la troncation du disque d'accrétion) est faux. Un contre-argument vient, d'une part, des simulations numériques de Bate et al. (2003) qui montrent que les disques de plus de 20 UA sont tronqués mais que rien ne démontre qu'un disque plus petit ne pourrait pas survivre après éjection. D'autre part, la distance moyenne entre les

naines brunes binaires (5-15 UA) corrobore cet argument. Il est possible que l'éjection effectue une coupure à plus de 20 UA mais permette aux disques et aux naines brunes binaires serrées de résister. En outre, la taille des disques autour des naines brunes jeunes n'a pas encore été déterminée ou est très faible (Klein et al., 2003). Donc, l'argument de la présence de disques ne désapprouve pas nécessairement le mode de formation par éjection. Davantage de mesures en ondes submillimétriques sont cependant nécessaires pour avoir un meilleur estimé de la masse des disques autour des naines brunes jeunes (Eisloffel & Scholz, 2004).

## 2.4 OBJECTIFS SCIENTIFIQUES

Le premier objectif de ce projet est de mesurer la fréquence de binarité des naines brunes associées à grande séparation aux étoiles de la séquence principale. Le second objectif est de rechercher des naines brunes plus froides que les plus froides connues ( $\sim 750$  K), de type T tardif, voire même de type Y, un type spectral postulé mais sans aucune assise observationnelle. Ces objectifs déterminent la méthode d'observation et le choix de l'échantillon d'étoiles à sonder.

### 2.4.1 Choix d'un échantillon

#### 1. Séparation

Jusqu'à quelle séparation autour d'une étoile est-il raisonnable de chercher des compagnons ? La réponse à cette question repose sur deux observations. D'abord, il est bon de montrer la figure 7 (voir fig 2.3) de Duquennoy & Mayor (1991) qui trace la fréquence de binarité stellaire en fonction de la période orbitale du compagnon (directement liée à la séparation). La binarité des cibles a été déterminée par diverses méthodes observationnelles (binaires spectroscopiques, binaires par mouvement propre, binaires visuelles). Il s'agit donc d'un portrait représentatif de la réalité comportant un minimum de biais observationnels. Afin de transformer la période orbitale en séparation, la troisième loi de Kepler ( $m_1 + m_2 = a^3/P^2$ ) est appliquée en supposant une masse combinée de  $1 M_{\text{Sol}}$  (approximation grossière

pour des systèmes avec étoile centrale de type G et un compagnon généralement de type M). Le résultat, la séparation en unités astronomiques, est reporté sur l'abscisse du haut. La distribution est de forme log-normale avec un maximum à 30 unités astronomiques (UA) mais une aile jusqu'à 90000 UA. La majeure partie des binaires ( $\sim 68\%$ ) se retrouve à un sigma de part et d'autre du maximum, soit  $\text{Log}(P) = 2 - 7.5$  ou  $d = 0.4 - 2000$  UA. Un autre axe d'observation est celui des compagnes naines brunes déjà répertoriées. Il en existe très peu, même pas une vingtaine (voir le tableau 2.1). La plus éloignée des naines brunes est à 3600 UA mais 14 des 16 se situent à 2000 UA et moins. Donc, autant du point de vue des binaires stellaires que des binaires naines brunes, la majeure partie des compagnons sont à une séparation inférieure à 2000 UA. Une analyse plus théorique conforte la possibilité de trouver des compagnons liés même jusqu'à une séparation de plus de 10000 UA. Après 5 milliards d'années d'interaction avec les autres étoiles et les nuages moléculaires de la Galaxie, moins de  $\sim 5\%$  des systèmes binaires auront été séparés (Weinberg et al., 1987).

## 2. Distance

Le choix de la distance des cibles à observer est un compromis entre le champ de vue nécessaire pour couvrir 2000 UA de rayon de séparation (donc l'instrumentation astronomique disponible) et l'objectif scientifique de débusquer les plus froides et moins lumineuses naines brunes possibles. La décision d'étudier des cibles dans le voisinage immédiat du Soleil (5-10 pc) est un bon compromis.

Puisque 2MASS a déjà sondé l'ensemble du ciel jusqu'à  $J \approx 16.0$ , nous avons fait l'hypothèse que la majorité des naines brunes chaudes avec  $J \leq 16.0$  devaient avoir été découvertes. Autrement dit, 2MASS devait avoir détecté la majorité des naines de type L ( $M_J = 12 - 15$ ) et de type T5 et moins ( $M_J = 15 - 16$ ) se situant à l'intérieur de 10 pc. Les exceptions, telle la découverte d'Epsilon Indi B Scholz et al. (2003); Volk et al. (2003)) montrent que 2MASS n'a pas écrémé toutes les naines brunes brillantes. En outre, leur méthode de sélection des naines L basée sur les couleurs  $J - H$  ou  $J - K$  subit une forte contamination par les naines M

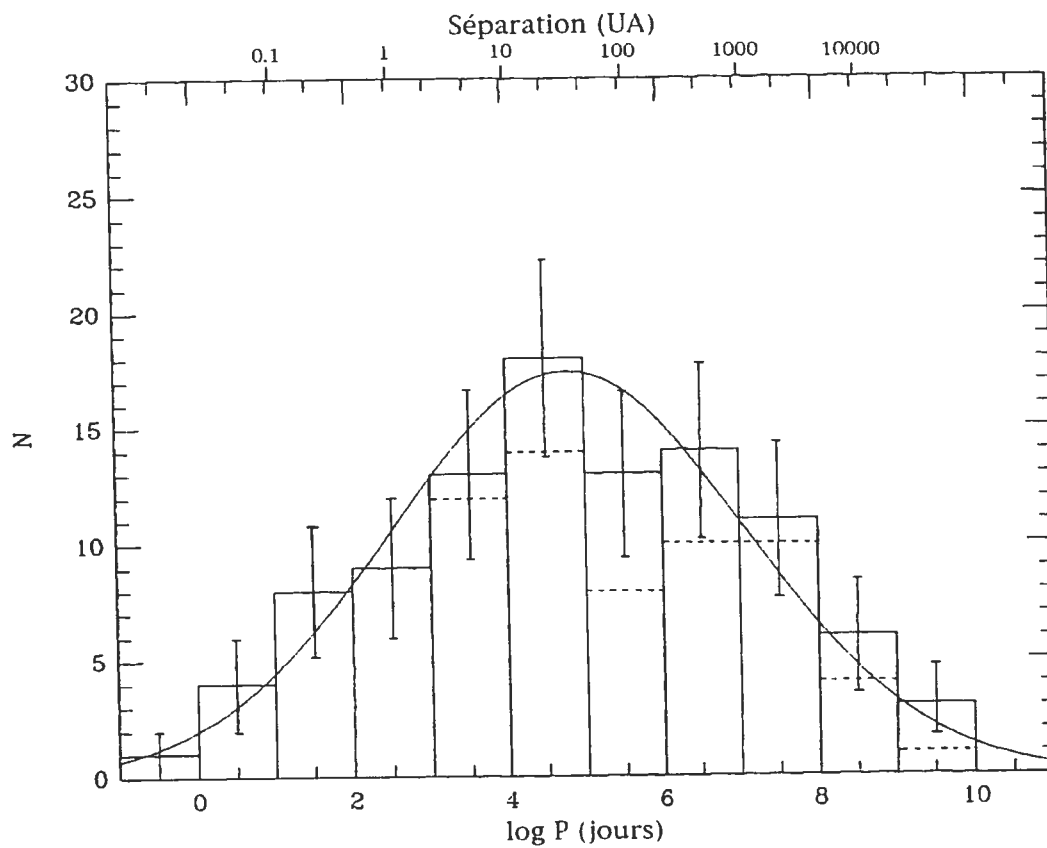


FIG. 2.3 – Distribution de la binarité stellaire en fonction de la période de révolution pour un échantillon complet d'étoiles de type G (tirée de Duquennoy & Mayor, 1991, fig. 7).

tardives (M8-M9) ce qui implique le besoin d'un suivi spectroscopique important, non complet dans les régions de dégénérescence naine L / naine M. Une chose est certaine, cependant, le terrain des naines T très froides est encore vierge, même à l'intérieur de 10 pc. Mais pour les découvrir, il est nécessaire d'utiliser des caméras infrarouges. CFHTIR, avec un champ de  $3.5' \times 3.5'$  au TCFH et MONICA, avec un champ de  $2.0' \times 2.0'$  à l'OMM, étaient les plus facilement accessibles au moment de débiter ce projet. La caméra ISPI, avec son champ de vue  $11' \times 11'$ , entrait en période de *risques partagés* à CTIO. SIMON, avec un champ de vue de  $8' \times 8'$  à l'OMM, était en cours de fabrication. Or, le champ de vue nécessaire pour couvrir un rayon de 2000 UA entre 5 et 10 pc est de  $13.3'$  à  $6.7'$ . ISPI ou même SIMON, en une seule image, et CFHTIR, en faisant une mosaïque de  $2 \times 2$ , répondent assez bien à cette exigence.

### 3. Type spectral et nombre d'étoiles

L'objectif étant de répondre à la question *Quelle est la fréquence de binarité des naines brunes autour d'étoiles de la séquence principale ?*, il faut choisir un échantillon représentatif des étoiles de la séquence principale. Tous les types spectraux ont donc été inclus en respectant les proportions de chacun des types, de A à M. Selon la base de données NSTARS (Henry et al., 2002, <http://nstars.arc.nasa.gov/index.cfm>) (voir plus bas la description du catalogue), ces proportions sont de 0.2 : 1 : 2.7 : 12.3 pour les types F, G, K, M situés à moins de 10 pc.

La précision sur la valeur de la fréquence de binarité obtenue dépend évidemment du nombre d'étoiles échantillonnées mais aussi de la valeur même de la fréquence de binarité (voir figure 2.4). La fonction de distribution binômiale obtenue en développant  $(p + q)^n$  décrit le phénomène statistique en cause. Ici,  $p$  est la fraction des étoiles (entre 0 et 1) possédant une naine brune,  $q$  est le complément (car  $p + q = 1$ ) et  $n$  est le nombre d'étoiles observées. L'écart type d'une telle fonction est donné par  $\sigma = \sqrt{npq}$ . On constate que dans le régime de fraction de compagnonnage attendu ( $\sim 20\%$ ), il faut observer à peu près 65 étoiles afin d'obtenir une incertitude de moins de 5%. Il faut un échantillon de plus de 100 étoiles pour

obtenir une incertitude de 4%. L'ensemble des systèmes d'étoiles à moins de 10 parsecs ( $\sim 230$ ) ne permet pas de descendre sous un niveau de 3% d'incertitude. Un échantillon d'une centaine d'étoiles paraît donc raisonnable. Il permet de valider ou d'invalidier hors de tout doute l'estimé de binarité de Gizis et al. (2001) de  $18 \pm 14\%$ .

#### 4. Magnitude limite visée

Le relevé 2MASS atteint une magnitude limite de  $J \approx 16.0$ . Si l'on adopte une distance de 10 pc et un âge de  $5 \times 10^9$  années (l'âge approximatif du disque galactique), les modèles de Baraffe et al. (2003) traduisent cette magnitude en masse de  $\sim 50M_{\text{Jup}}$  (voir figure 2.5). L'autre sondage de naines brunes à grande séparation (Simons et al. (1996) et Hinz et al. (2002)) atteint  $J \approx 16.5$  sur un échantillon de 63 étoiles situées en moyenne à 5.8 pc. Les modèles de Baraffe et al. donnent  $\sim 40M_{\text{Jup}}$ . Afin d'améliorer substantiellement l'intervalle de masse sondé par notre sondage, on vise à réduire la masse limite inférieure à  $20M_{\text{Jup}}$ , ce qui correspond à une magnitude limite de  $J = 20$ . Nous verrons que cet objectif n'a pas tout à fait été atteint.

Anticipons un peu le sujet de la prochaine section (voir section 2.4.2). Afin de permettre l'identification des naines T de type tardif dans le diagramme  $I - J$  vs.  $J - H$ , la magnitude limite doit être supérieure de 1.5–2.0 mag en  $I$  (donc  $I \approx 21.5$ ) et à peu près la même en  $H$  puisque les naines T de type tardif ont  $J - H \approx 0.0$  (donc  $H \approx 20$ ).

#### 5. Catalogue utilisé

Le recensement d'étoiles dans le voisinage solaire a fait l'objet de quelques études importantes qui ont abouti à la publication de catalogues. Notamment, les catalogues de Gliese - pour les deux premières éditions (Gliese, 1957, 1969), et Gliese & Jahreiß (1991) pour la plus récente - sont presque complets pour les étoiles qui se trouvent à l'intérieur de 10 pc, y compris pour la majorité des naines  $M^3$ . Le

---

<sup>3</sup>Notons que l'emploi du préfixe G1 pour la dénomination des étoiles de ces catalogues est maintenant remplacé par celui de GJ, pour tenir compte du travail de Jahreiß.

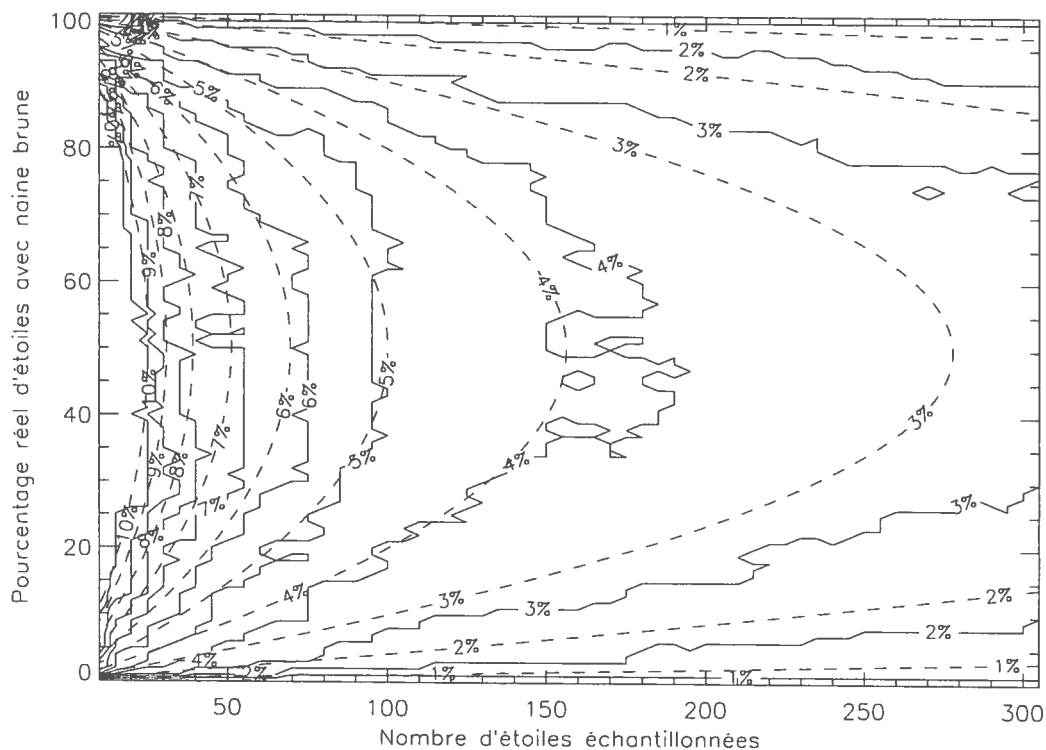


FIG. 2.4 - Incertitude théorique de la fraction d'étoiles avec naine brune selon la taille de l'échantillon ( $n$ ) et de la fraction réelle de ces systèmes ( $f$ ). En traits pleins, une simulation Monte Carlo produite en générant 100 fois un échantillon de  $n$  étoiles avec une fréquence de binarité  $f$  puis en calculant la moyenne et l'écart type de ces 100 essais. L'expérience est reproduite à chaque subdivision de 1% entre 0% et 100% aux  $n$  de 10 à 310 à intervalles de 10. En traits pointillés, l'écart type d'une fonction de distribution binômiale divisé par le nombre ( $n$ ) d'étoiles dans l'échantillon, pour chaque  $f$  et  $n$ . L'expression analytique et la simulation Monte Carlo s'accordent assez bien. Plus la fraction de binaires s'éloigne de 50%, plus l'incertitude sur cette fraction diminue. De même, plus le nombre d'étoiles observées est grand, plus l'incertitude diminue. Si la fraction de binaires est de 20%, pour obtenir une incertitude de  $20 \pm 5\%$ , il faut observer  $\sim 65$  étoiles.

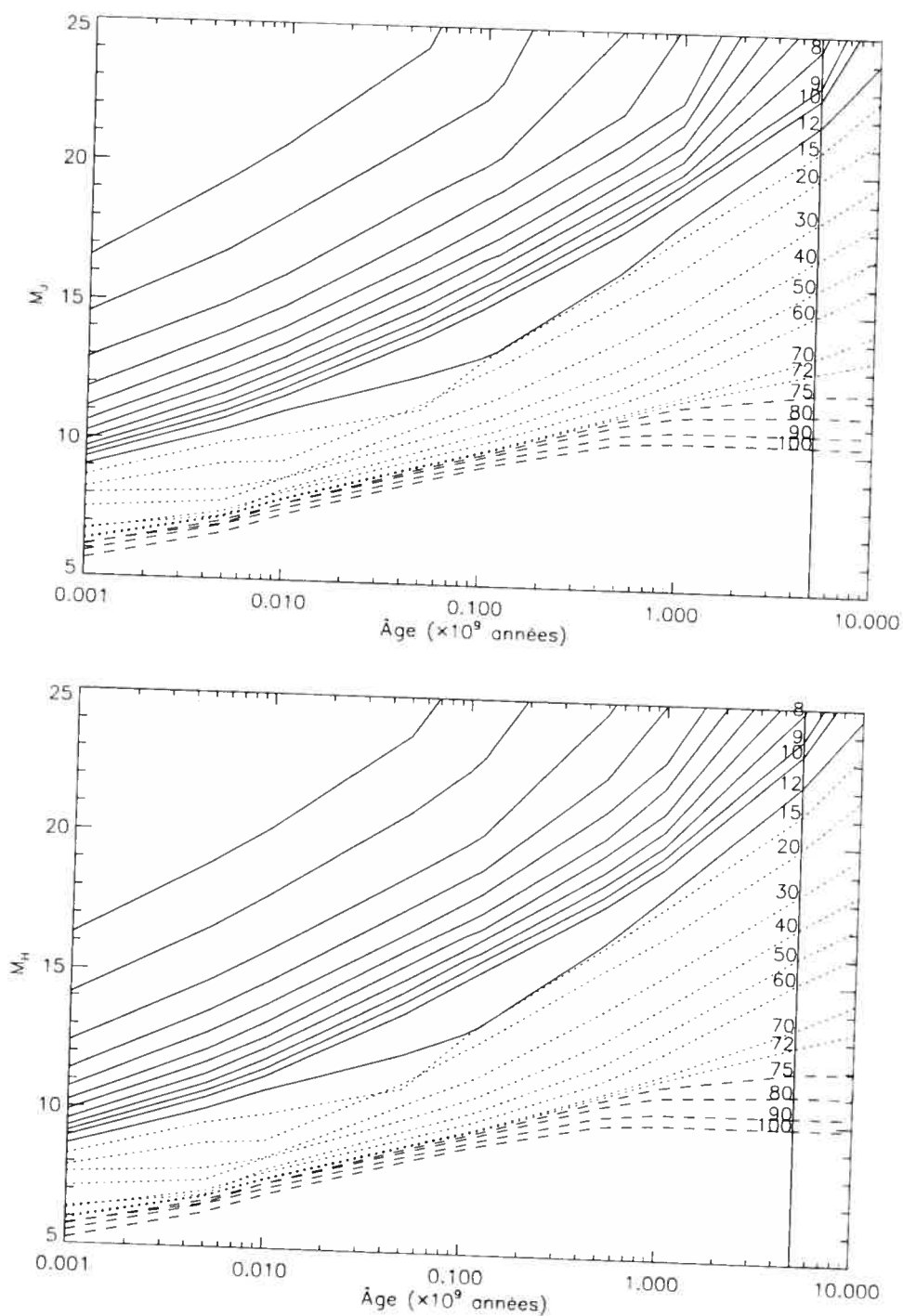


FIG. 2.5 – Magnitudes  $J$  (haut) et  $H$  (bas) absolues des naines brunes, des planètes et des étoiles en fonction de l'âge, selon les modèles de Baraffe et al. (2003). Les planètes sont représentées par des lignes continues, les naines brunes par des lignes en pointillés, et les étoiles par des lignes en traits coupés. La masse ( $10^{-3}M_{\text{Sol}}$ ) de chaque trajet évolutif est indiquée. Une ligne verticale à  $5 \times 10^9$  années est tracée pour indiquer l'âge approximatif des étoiles les plus vieilles du disque galactique.



projet NSTARS (Henry et al., 2002; Reid & Cruz, 2002) vise à combler les omissions sous 10 pc et à obtenir une meilleure complétude jusqu'à 25 pc (complétude actuelle : 25%) par l'utilisation du catalogue 2MASS, de Lépine et al. (2002), entre autres, et par la confirmation spectroscopique des candidats. NSTARS rend disponible une version électronique de leur catalogue (<http://nstars.arc.nasa.gov/>). Il englobe les catalogues de Gliese & Jahreiß et est donc préféré pour constituer un sous-échantillon pour le présent projet de thèse.

#### 6. Méthode de sélection d'un échantillon

Une liste de toutes les étoiles à une distance comprise entre 5 et 10 parsecs a été compilée à partir du site web du projet NSTARS. Celle-ci comprend 261 étoiles distribuées en 187 systèmes. Une sous-liste, comprenant le type spectral et ordonnée en ascension droite, était constituée avant chaque mission d'observation. Elle représentait les étoiles observables de ce site et à cette période de l'année. Lors des observations, l'étoile de la liste la plus proche du méridien était observée. Un soin était apporté à observer un échantillon représentatif qui respecte le rapport des différents types spectraux. Ainsi, une étoile un peu moins favorable à l'observation pouvait être ciblée plutôt qu'une autre plus favorable, mais dont plusieurs exemplaires du même type spectral avaient déjà été ciblés.

#### 2.4.2 Isolement des candidates par le diagramme $I - J$ vs. $J - H$

L'utilisation des bandes infrarouges (IR) ( $J, H, K$ ) et du diagramme  $H - K$  vs.  $J - H$  n'est pas toujours suffisante pour différencier les naines brunes des étoiles tardives. D'une part, la couleur  $J - H$  ne varie pas beaucoup des classes M0 à T0, d'autre part, les naines T ont, à cause des bandes d'absorption du méthane, une couleur,  $J - H = 0$ , presque aussi bleue que les étoiles A. Une excellente alternative est d'ajouter une bande optique aux bandes IR, par exemple le filtre  $I$ . Le spectre d'une naine brune est relativement intense en IR, chute abruptement sous  $1\mu\text{m}$  et est presque nul en  $R$  et  $V$ . Cette chute dramatique du flux à  $1\mu\text{m}$  est unique aux naines brunes, les étoiles M tardives affichent une baisse beaucoup plus graduelle et demeurent bien visibles dans le domaine optique.

Par exemple, si l'on affiche deux images alternativement, l'une dans le domaine optique, l'autre dans le proche infrarouge, les étoiles apparaissent sur les deux images mais les naines brunes clignotent car elles sont absentes de l'image optique.

La stratégie pour isoler les naines brunes est donc l'utilisation d'un diagramme  $I - J$  vs.  $J - H$ . La figure 2.6 montre la position des naines brunes et de toutes les sources stellaires ou extragalactiques dans ce diagramme couleur-couleur. On aurait pu remplacer le filtre  $I$ , soit par le filtre  $z'$ , mais ce dernier n'était pas disponible avec les instruments envisagés pour nos observations ; soit par le filtre  $R$ , mais la couleur  $R - J$  de la plupart des sources est à peu près une magnitude plus grande que la couleur  $I - J$  ce qui aurait nécessité des images en  $R$  plus profondes pour atteindre le même contraste qu'avec le filtre  $I$ . La couleur  $J - H$  a été préférée à la couleur  $J - K$  car il est généralement plus rapide d'atteindre un certain rapport signal sur bruit en  $H$  qu'en  $K$ , où la contribution thermique du ciel devient importante.

Dans le diagramme  $I - J$  vs.  $J - H$ , les étoiles de type M et les naines L forment une branche presque verticale à  $J - H = 0.6$  qui s'étend entre  $I - J = 1.0$  et  $I - J = 3.0$  (étoiles M) puis bifurque vers la droite,  $J - H \geq 0.6$ , (naines L). Les naines T sont complètement isolées en haut, à gauche du diagramme. En fait, la majorité des naines T sont de type tardif (T4.5+) et ont une couleur  $J - H$  très bleutée. Les naines T de type hâtif (T4-) ont une couleur  $J - H$  mitoyenne entre les T tardives et les L. La couleur  $J - H$  tourne vers le bleu parallèlement à l'intensité de la bande d'absorption méthanique qui augmente de T0 à T9. Les étoiles de la séquence principale (A-K) forment une séquence presque horizontale qui s'étend entre  $J - H = -0.2$  et  $J - H = 0.8$ . Les géantes s'étendent plutôt à droite ( $0.5 \leq J - H \leq 1.2$ ) alors que les supergéantes couvrent toute la gamme des  $J - H$ . Les autres types de sources sont détaillés plus bas dans la description des sources possibles de contamination.

On constate donc que le diagramme  $I - J$  vs.  $J - H$  est approprié pour isoler les naines brunes, surtout celles de type T. C'est principalement la couleur  $I - J$  qui est déterminante. Aucune des sources bleutées en proche infrarouge ( $J - H \leq 0.5$ ) n'a de couleur  $I - J \geq 1$  sauf quelques rares quasars (voir plus bas). Notez bien, il n'est pas nécessaire de détecter une naine T en  $I$ . Il suffit d'établir une limite inférieure de

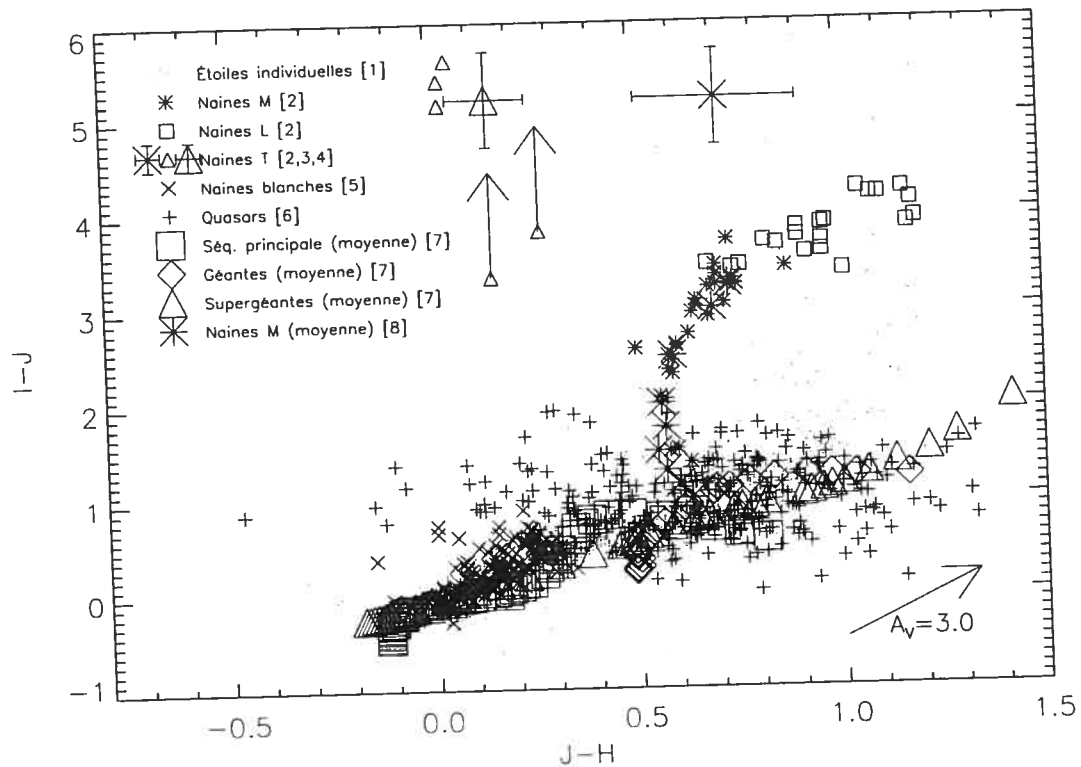


FIG. 2.6 – Diagramme  $I - J$  vs.  $J - H$  servant à isoler les naines brunes. La majorité des naines T (les types tardifs) ne peuvent être confondus avec aucune autre source, pourvu qu'une limite inférieure,  $I - J \leq 1.5 - 2.0$ , puisse être établie. Les naines L et les naines T hâtives ont des couleurs très caractéristiques mais il peut y avoir confusion avec les étoiles M très tardives si une source n'a pas de détection en  $I$  et une limite inférieure plus grande que  $I - J \approx 3.0 - 3.5$ . Les données suivantes ont servi à construire cette figure. [1] Ducati (2002) a compilé les couleurs de près de 4000 étoiles individuelles ( $\cdot$ ). Les naines L ( $\square$ ) et les naines M ( $*$ ) ont été tirées de la liste avec parallaxe de [2] Dahn et al. (2002). Les naines T ( $\triangle$ ) sont celles de la liste avec parallaxe de Dahn et al. (2002) additionnées des sept récentes découvertes de [3] Burgasser et al. (2004). Les naines T regroupées en type hâtif (T0-T4, 6 naines,  $\times$ ) et type tardif (T4.5+, 18 naines,  $\triangle$ ) viennent de la liste avec parallaxe de [4] Vrba et al. (2004) (en supposant  $I - J = 5.2$ ) et de Burgasser et al. (2004). Les données sur 150 naines blanches ( $\times$ ) sont tirées de [5] Bergeron et al. (2001). Sont tracés, 2000 des 16000 quasars ( $+$ ) de [6] Schneider et al. (2003) avec photométrie du SDSS et de 2MASS. La moyenne de plusieurs subdivisions des étoiles de la séquence principale ( $\square$ ), des géantes ( $\diamond$ ) et des supergéantes ( $\triangle$ ) provient de [7] Ducati et al. (2001). Enfin, la moyenne pour plusieurs subdivisions d'étoiles M vient de [8] Leggett (1992). Le rougissement dû à l'extinction a été calculé comme Fitzpatrick (1999). La flèche représente une extinction arbitraire de trois magnitudes en  $V$ .

$I - J \geq 1.5 - 2.0$  pour identifier une candidate. Pour les naines L, la situation est un peu différente car il existe une continuité entre la branche des étoiles M tardives et celle des naines L. Néanmoins, la plupart des sources rouges avec  $I - J \geq 3.5$  et  $J - H \geq 0.7$  sont des naines L. Mais ici, il est préférable d'avoir une détection en  $I$  pour s'en convaincre. Toutefois, identifier une naine L superposée à un champ subissant de l'extinction est problématique car la séquence des étoiles se déplace précisément dans la région des naines L. Le diagramme  $I - J$  vs.  $J - H$  est cependant bien adapté pour la recherche de naines T autour des étoiles de notre échantillon, toutes situées à moins de 10 pc.

### 2.4.3 Sources de contamination

#### Étoiles

Outre les étoiles de la séquence principale, les géantes et les supergéantes dont il a déjà été question, les naines blanches sont en assez grand nombre pour être détectées. Le catalogue de Bergeron et al. (2001) a été reporté sur le diagramme ( $\times$ ). Les naines blanches se regroupent toutes dans la partie bleue du diagramme et ne contaminent pas la région des naines brunes.

#### Galaxies

La méthode la plus courante pour chercher les galaxies à grandes distances cosmologiques et déterminer leur redshift est d'utiliser le contraste d'intensité du saut de Lyman à 912 Å décalé vers le rouge. À  $z=6$ , le saut de Lyman est décalé à  $\sim 6000$  Å et donne un contraste d'environ  $I - J \geq 1.5$  magnitudes, soit autant qu'une naine brune. La densité de tels objets est de 1.4 galaxie par minute d'arc carrée (Bouwens et al., 2004). Mais la luminosité d'une galaxie typique (la luminosité  $L^*$ , définie au coude de la fonction de luminosité de Schechter) est extrêmement faible,  $z_{850,AB} = 26$ . Puisque les magnitudes limites obtenues du présent projet sont  $\sim J \approx H \leq 19$ , il est impossible de détecter de telles galaxies. Aux autres redshifts, les galaxies ne présentent pas un contraste  $I - J$  aussi élevé que les naines brunes. En fait, on peut estimer jusqu'à quel redshift les galaxies de luminosité  $L^*$  peuvent être observées en bande  $J$ . Selon Cole et al. (2001), une galaxie  $L^*$  a une magnitude absolue de  $M_J = -23.13$ . Selon la transformation  $M = m - 5 \log \left[ \frac{2c}{H_0} (1+z)(1 - (1+z)^{-0.5}) \right] - 25 - 2.5z$  (Cross et al., 2001),

la magnitude observée,  $m$ , est égale à la magnitude limite,  $J = 19$ , à  $z \approx 0.4$ . Donc les galaxies observables dans ce projet ne sont pas à des distances cosmologiques très élevées. De plus, la densité de telles galaxies est de  $\sim 0.01 \text{Mpc}^{-3}$  (Cole et al., 2001), soit  $\sim 0.5$  galaxie par minute d'arc carrée si on observe jusqu'à  $z = 0.4$ . Les couleurs  $I - J$  et  $J - H$  de galaxies à faible redshift ressemblent à celles des étoiles et ne sont donc pas des sources de contamination dont il faut se préoccuper. De plus, les galaxies n'ont pas la même fonction d'étalement sur une image que les étoiles, ce qui permet de les rejeter si elles s'introduisaient parmi les candidates potentielles.

### Quasars

Les quasars ont l'aspect d'une source ponctuelle. Leur couleur doit donc être différente des naines brunes recherchées. Le catalogue de Schneider et al. (2003) tabule les magnitudes  $i$ ,  $J$  et  $H$  de plus de 16000 quasars (photométrie de SDSS et 2MASS). Reportés dans la figure 2.6, la majorité des quasars ont des couleurs proches des étoiles de la séquence principale. Cependant,  $\sim 10\%$  des quasars ont une couleur  $I - J \geq 1.5$ . C'est une source de contamination inquiétante. La densité des quasars découverts par Schneider et al. est de 12 quasars par  $\text{deg}^2$  ou un quasar par 300 minutes d'arc<sup>2</sup>. Les quasars rouges ont donc une densité de  $\sim 1$  par  $\text{deg}^2$ . Pour notre échantillon de  $\leq 100$  étoiles couvrant  $\sim 3500$  minutes d'arc<sup>2</sup>, on s'attend à détecter un quasar rouge. White et al. (2003) ont de plus mis à jour, dans un relevé plus profond à  $I \leq 20.5$ , une nouvelle population de quasars rouges ( $I - J \geq 3.0$ , vraisemblablement atténués par la poussière). Ils en ont découvert six dans un relevé de seulement  $16 \text{ deg}^2$  et ils pensent n'avoir découvert que les plus brillants.

Fan et al. (2003) ont publié la découverte par la méthode du saut de Lyman de trois nouveaux quasars à  $z \geq 6$  tirés des données du SDSS. Leur magnitude,  $J \leq 19$ , et leur couleur,  $I - J \geq 4.0$ , les placent directement dans la région des naines brunes. Heureusement, leur densité est très faible; Fan et al. ont exploré  $2870 \text{ deg}^2$  pour trouver six quasars, au total, soit un quasar par  $\sim 500 \text{ deg}^2$ .

### Extinction par la poussière

La poussière du milieu interstellaire atténue les sources lointaines avec une intensité qui dépend de la longueur d'onde. La bande  $I$  est davantage affectée par l'extinction que

les bandes  $J$  et  $H$ . L'extinction moyenne des couleurs  $I - J$  et  $J - H$  est respectivement de  $0.71E(B - V)$  et  $0.33E(B - V)$  (Fitzpatrick, 1999). Prenons arbitrairement une extinction de 3 magnitudes en  $V$ . Selon la loi d'extinction moyenne,  $\frac{A(V)}{E(B - V)} \approx 3.1$ , donc,  $E(B - V) \approx 0.96$ . Ainsi, le rougissement dans le diagramme  $I - J$  vs.  $J - H$  produit par 3 magnitudes d'extinction visuelle est de  $E(I - J) \approx 0.69$  et  $E(J - H) \approx 0.33$ . On constate que le rougissement peut déplacer une étoile de la séquence principale dans le domaine des naines M tardives ou L mais pas dans le territoire des naines T. Dans les champs subissant de l'extinction, l'isolement de naines L est presque impossible. Mais heureusement, l'isolement de naines T est toujours possible.

### Sources variables

Le fait d'obtenir des images en  $I$  et dans les bandes infrarouges à différentes périodes a des conséquences (voir détails à la prochaine section). Les étoiles variables de grande amplitude, par exemple, peuvent échapper à la sélection dans le diagramme couleur-couleur. Les variables de type Mira ou les géantes rouges irrégulières ont de grandes amplitudes et sont une source de contamination surtout pour les champs situés dans le plan de la Galaxie. Heureusement, elles ont une couleur  $J - H$  très rouge qui ne peut être confondue avec une naine T. Pour les naines L, ce pourrait être un problème. Les supernovas, aux magnitudes limites de nos observations, ne sont pas un réel problème. Le *CFHT Legacy Survey* (Astier et al., 2006) couvre par exemple à peu près quatre fois plus de surface que ce projet de thèse et ne détecte qu'une supernova avec  $I < 21$  sur une période de plus d'un an d'observations.

## 2.5 OBSERVATIONS

### 2.5.1 Télescopes et instruments

Les objectifs scientifiques de ce projet (séparations de 1000-2000 UA, magnitude limite de  $J \approx 20$ , échantillon de  $\sim 100$  étoiles) imposaient l'utilisation de télescopes de taille moyenne (4m) et de caméras à grand champ. En particulier, l'observation à la fois en bandes infrarouges,  $J$  et  $H$ , et en bande visible,  $I$ , forçait l'utilisation, soit d'une caméra infrarouge avec une sensibilité en bande  $I$ , soit de deux caméras, une dans le domaine

visible, l'autre dans le domaine infrarouge. Au moment de l'écriture des demandes de temps, le champ de vue des caméras infrarouges disponibles était le facteur limitant. La plupart avaient un champ de vue de 3 – 4', sauf ISPI - 11' × 11' - qui était en phase de commissionnement à CTIO. D'autre part, la caméra CFHTIR au télescope Canada-France-Hawaii (TCFH) possédait l'avantage d'être la seule caméra capable d'observer autant en  $I$  qu'en infrarouge.

Ce projet a fait l'objet de quatre demandes de temps hors Québec, dont trois ont été acceptées. Le TCFH a octroyé deux missions de quatre nuits chacune en mai et décembre 2002. Malheureusement, un problème hors de mon contrôle avec l'instrument CFHTIR a empêché l'utilisation de la deuxième mission pour ce projet. Mais la première mission avec CFHTIR (en bandes  $I$ ,  $J$  et  $H$ ) en mai a connu des nuits complètement dégagées avec d'excellentes conditions de *seeing* (0.4"-0.8"). Une trentaine de cibles ont été observées en faisant une mosaïque de 2 par 2 pour chacune.

Cinq nuits ont été octroyées au télescope Blanco-4m de CTIO séparées en deux nuits en mars 2002 (avec la caméra CCD MOSAIC en bande  $I$  -  $\sim 36'$  de champ), et trois nuits en juillet 2002 (en infrarouge dans les bandes  $J$  et  $H$ ). Pour la mission de juillet, la caméra infrarouge ISPI avec un très grand champ de vue (11' × 11') devait initialement être utilisée mais elle a été remplacée par la caméra OSIRIS qui a un bien plus petit champ de vue (3.7' × 3.7') en raison du retard du commissionnement de ISPI. Par conséquent, il est devenu nécessaire de faire une mosaïque de 2 par 2 pour les observations infrarouges, sur un nombre plus restreint de cibles (35) et à une profondeur moins grande que souhaitée. 44 cibles ont été observées avec MOSAIC à une profondeur de  $I \approx 22$ .

De plus, de nombreuses missions d'observation ont été effectuées à l'Observatoire du mont Mégantic (OMM) avec les caméras CCD EEV et Loral, dans la bande  $I$ , et avec la caméra SIMON, en bandes  $J$  et  $H$ , pendant son commissionnement. La qualité des données de l'OMM n'est pas uniforme puisque les conditions d'enuagement et de *seeing* ont été très inégales.

Le tableau 2.2 résume les caractéristiques importantes de chaque mission d'observation effectuée. Les deux meilleurs ensembles de données sont celui obtenu avec CFHTIR et celui de CTIO (OSIRIS+MOSAIC) qui comportent chacun une trentaine de cibles.

TAB. 2.2 – Liste des missions d'observation effectuées et des instruments utilisés.

Observatoire	CTIO-4m	OMM-1.6m	TCFH-3.6m	CTIO-4m	OMM-1.6m	OMM-1.6m
Dates	2002/03/29-30	2002/04/16-26	2002/05/28-31	2002/07/26-28	2002/09/22-2002/10/10 & 2002/12/8-14	2003/02/11-20
Temps dégagé	1.5 nuits	3.5 nuits	4.0 nuits	3.0 nuits	4.25 nuits	2.0 nuits
Seeing	1.2 – 1.6"	1.5 – 2.0"	0.4 – 0.8"	1.5 – 2.2"	2.0 – 2.5"	1.8 – 2.8"
Instrument	MOSAIC	LORAL	CFHTIR	OSIRIS	EEV	SIMON
Détecteur	8 CCD SITE	CCD LORAL	HAWAII 1	HAWAII 1	CCD EEV	HAWAII 1
Nbre pixels	2048 × 4096	2048 × 2048	1024 × 1024	1024 × 1024	2048 × 4096	1024 × 1024
Échelle	0.27"/pixel	0.24"/pixel	0.20"/pixel	0.39"/pixel	0.22"/pixel	0.46"/pixel
Champ de vue	36' × 36'	8.2' × 8.2'	3.4' × 3.4'	3.7' × 3.7' <sup>a</sup>	7.5' × 10.3' <sup>b</sup>	7.9' × 7.9'
Filtres	I	I	I, J, H	J, H	I	I, J, H

<sup>a</sup>Dans sa configuration "grand champ", le champ d'OSIRIS ne couvre que 570 × 570 pixel<sup>2</sup> du détecteur

<sup>b</sup>Du silhouettage réduit le champ de vue selon le grand axe



La première mission d'observation à CTIO avec le télescope Blanco-4m a eu lieu les 29 et 30 mars 2002. Elle a permis l'imagerie en bande *I* (Cousins) de 44 étoiles. La caméra MOSAIC (Muller et al., 1998) est une mosaïque de 8 CCD offrant un champ de vue de  $36' \times 36'$  et une échelle spatiale de  $0.27''/\text{pixel}$ . Cette mission est la contrepartie visible de la mission ultérieure avec une caméra infrarouge, en juillet, ce qui demandait l'observation des sources en direction Est, généralement à 1.5 masses d'air. La première moitié de la première nuit a été perdue à cause du brouillard mais les conditions ont été photométriques pour le reste de la mission. La qualité d'image n'était cependant pas très bonne, avec un seeing de  $\sim 2.0''$ . Les observations ont généralement consisté en trois poses de 180 secondes décalées par des déplacements de  $15''$  du télescope pour échantillonner les interstices de 50 pixels entre les CCD.

La mission suivante a eu lieu à l'OMM entre les 16 et 26 avril 2002. La caméra équipée du CCD LORAL a été utilisée avec le filtre *I* et les images de  $2048 \times 2048$  pixels étaient lues avec les deux amplificateurs.

### 2.5.2 Échantillon d'étoiles observées

Le tableau 2.3 donne la liste des étoiles observées dans les trois bandes. La figure 2.7 permet de voir qu'il s'agit d'un échantillon représentatif des étoiles du voisinage solaire. En effet, les proportions entre étoiles G, K et M sont très bien respectées. Quatre naines blanches ont été observées, ce qui est bien plus que le taux souhaité, mais trois de ces naines blanches font partie de systèmes binaires ou triples. Notons qu'un système n'a pas de type spectral déterminé mais est probablement une étoile M.

TABLE 2.3: Liste des cibles observées pour ce projet.

Étoile	Type spectral	A.D. (J2000.0)	DEC (J2000.0)	Temps d'intégration et instrument <sup>[a]</sup>		
				<i>I</i> (s)	<i>J</i> (s)	<i>H</i> (s)
GJ75	K0V	01 47 44	+63 51 09	3600 E	4500 S	4500 S
GJ169.1-AB	M4V + N.Bl.	04 31 11	+58 58 37	4800 E	4980 S	4860 S
GJ203	M3.5V	05 28 00	+09 38 38	4800 E	4500 S	4500 S
GJ216-AB	F7V+K2V+M6V+M3V	05 44 27	-22 26 54	720 M	75 O	270 O
GJ222-AB	G0V + ?	05 54 23	+20 16 34	6300 E	7380 S	7200 S

TAB. 2.3: Liste des cibles observées pour ce projet.

Étoile	Type spectral	A.D. (J2000.0)	DEC (J2000.0)	Temps d'intégration et instrument <sup>[a]</sup>		
				<i>I</i> (s)	<i>J</i> (s)	<i>H</i> (s)
NS0601+5935	M3.5V	06 01 09	+59 35 54	4800 E	4560 S	4560 S
GJ226	M2.5V	06 10 19	+82 06 24	4200 E	4500 S	4500 S
GJ229-AB	M1.0V + T	06 10 34	-21 51 52	720 M	80 O	270 O
HIP54298	?	11 06 30	-53 16 05	540 M	78 O	240 O
GJ432-AB	K0V + N.Bl.	11 34 29	-32 49 52	720 M	180 O	480 O
GJ438	M0.0V	11 43 19	-51 50 24	720 M	105 O	270 O
GJ447	M4.0V	11 47 44	+00 48 16	720 M	4500 S	4500 S
GJ465	M2.0V	12 24 52	-18 14 32	600 M	105 O	300 O
GJ479	M2.0V	12 37 52	-52 00 05	540 M	75 O	240 O
GJ480.1	M3.0V	12 40 46	-43 33 58	540 M	90 O	240 O
GJ486	M3.5V	12 47 56	+09 45 05	300 C	120 C	240 C
				+720 M		
GJ514	M1.0V	13 29 59	+10 22 37	4800 L	60 C	120 C
GJ526	M1.5V	13 45 43	+14 53 29	225 C	60 C	120 C
LHS2930	M6.5V	14 30 39	+59 43 06	225 C	60 C	120 C
GJ566-AB	G8V + ?	14 51 23	+19 06 02	225 C	60 C	120 C
NS1456-2809	M7.0V	14 56 38	-28 09 51	720 M	80 O	240 O
GJ570-ABCD	K4V+M1V+M3V+T8	14 57 27	-21 24 56	540 M	80 O	240 O
NS1501+2250	M8.5V	15 01 07	+22 50 02	300 C	60 C	120 C
GJ588	M2.5V	15 32 12	-41 16 32	540 M	90 O	270 O
GJ595	M3V	15 42 06	-19 28 18	540 M	90 O	270 O
GJ618-AB	M2V + M5.5V	16 20 03	-37 31 44	540 M	90 O	270 O
GJ623-AB	M2.5V + ?	16 24 09	+48 21 11	225 C	60 C	120 C
GJ625	M1.5V	16 25 24	+54 18 15	225 C	60 C	120 C
GJ631	K1V	16 36 21	-02 19 28	540 M	75 O	240 O
GJ633	M2.5V	16 40 49	-46 00 19	540 M	60 O	225 O
GJ638	K5V	16 45 06	+33 30 33	240 C	60 C	120 C
HIP82724	?+?	16 54 32	-62 23 59	540 M	80 O	240 O
GJ644	M2.5V+M3V+M7V+???	16 55 28	-08 20 10	540 M	90 O	240 O
GJ1207	M3.5V	16 57 06	-04 20 56	540 M	90 O	252 O
GJ661-AB	M3.0V + ?	17 12 07	+45 39 58	240 C	60 C	120 C
GJ663-AB	K0V + K1V	17 15 49	-26 34 10	540 M	80 O	240 O
GJ664	K5V	17 16 13	-26 32 46	540 M	90 O	252 O
GJ667	K4V+K5V+M1.5V	17 18 58	-34 59 24	540 M	90 O	270 O
GJ673	K7.0V	17 25 45	+02 06 41	225 C	60 C	120 C
GJ678.1	M0 + M6.5V	17 30 22	+05 32 54	225 C	60 C	120 C
GJ680	M0	17 35 13	-48 40 51	540 M	75 O	240 O

TAB. 2.3: Liste des cibles observées pour ce projet.

Étoile	Type spectral	A.D. (J2000.0)	DEC (J2000.0)	Temps d'intégration et instrument <sup>[a]</sup>		
				<i>I</i> (s)	<i>J</i> (s)	<i>H</i> (s)
GJ686	M0.0V	17 37 53	+18 35 30	240 C	60 C	120 C
GJ2130	M2V + M2V + ?	17 46 12	-32 06 12	540 M	90 O	270 O
GJ695-ABCD	G5IV+M3.5+M4+M5V	17 46 26	+27 43 07	240 C	60 C	120 C
GJ693	M2.0V	17 46 34	-57 19 08	540 M	80 O	240 O
GJ702	K0V + ?	18 05 27	+02 30 00	240 C	60 C	120 C
GJ721	A0	18 36 56	+38 47 01	225 C	60 C	120 C
GJ1230-ABC	M4.5V + M4.5V + ?	18 41 09	+24 47 11	240 C	60 C	120 C
GJ745-AB	M1.5V + M2.0V	19 07 09	+20 52 57	225 C	60 C	120 C
GJ747-AB	M3 + M5	19 07 42	+32 32 41	240 C	60 C	120 C
GJ752-AB	M3.0V + M8.0V	19 16 55	+05 10 08	225 C	60 C	120 C
GJ754	M4.5V	19 20 48	-45 33 27	540 M	90 O	270 O
GJ1235	M4.5V	19 21 38	+20 52 02	240 C	60 C	120 C
GJ783	K2V + M3.5V	20 11 11	-36 06 04	540 M	80 O	240 O
GJ784	M1/2 V	20 13 53	-45 09 50	540 M	75 O	252 O
GJ785	K3 V	20 15 17	-27 01 58	540 M	75 O	252 O
GJ1253	M5.0V	20 26 05	+58 34 22	240 C	60 C	120 C
GJ791.2-AB	M4.5V + ?	20 29 48	+09 41 23	225 C	60 C	120 C
GJ793	M2.5V	20 30 32	+65 26 58	225 C	60 C	120 C
GJ799	M4+M4.5+DA <sup>[b]</sup>	20 41 51	-32 26 06	720 M	80 O	240 O
GJ803	M0-	20 45 09	-31 20 27	540 M	90 O	270 O
HIP103039	M V	20 52 33	-16 58 29	900 M	90 O	216 O
GJ827	F7 V	21 26 26	-65 21 58	180 M	80 O	240 O
GJ832	M2/3 V	21 33 34	-49 00 32	540 M	90 O	216 O
GJ1276	WDZ9+	22 53 53	-06 46 54	3600 E	75 O	270 O
GJ896-ABCD	M3.5V+M4.5V+?+?	23 31 52	+19 56 14	4800 E	150 S <sup>[b]</sup>	225 S <sup>[b]</sup>

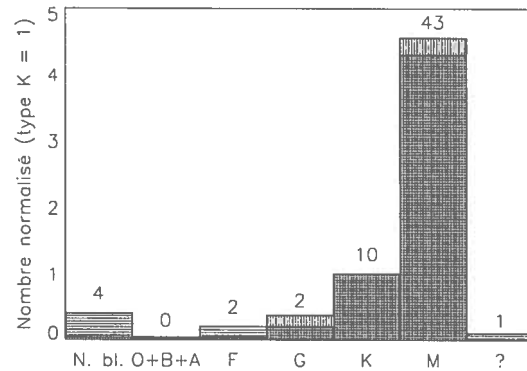
**Notes :**

<sup>[a]</sup> La signification des codes est : E : EEV à l'OMM, S : SIMON à l'OMM, M : MOSAIC à CTIO, O : OSIRIS à CTIO, C : CFHTIR au TCFH, L : LORAL à l'OMM.

<sup>[b]</sup> Les données en *J* et *H* ont été obtenues avec SIMON au TCFH le 11 décembre 2003 et couvrent une mosaïque de 2×2 champs.

Les observations sont centrées autour du mois de mai, autant celles d'Hawaii que celles du Chili. Au Chili, comme les missions d'observation en *I* et en *J* et *H* étaient séparées

FIG. 2.7 – Distribution du type spectral des 62 étoiles observées dans les trois bandes et conservées dans l'échantillon final. Les hachures horizontales sont les étoiles observées pour ce projet alors que les hachures verticales représentent la population complète de la base de données NStars à  $\leq 10$  pc possédant un type spectral. Les deux distributions ont été normalisées à la valeur du type spectral K. Le nombre absolu d'étoiles observées est donné pour chaque type spectral. On constate que l'échantillon observé est très représentatif des étoiles du voisinage solaire.



par quatre mois mais que les mêmes étoiles étaient observées, les cibles se trouvaient à  $\sim 1.5$  masses d'air vers l'Est, en mars, et à  $\sim 1.5$  masses d'air vers l'Ouest, en juillet.

### 2.5.3 Méthode d'observation

Les images prises au TCFH et avec OSIRIS à CTIO sont des mosaïques de 2 par 2 champs de vue afin de couvrir des séparations de 1000-2000 UA. Pour chacun des quatre champs, l'étoile primaire était placée dans un des coins de l'image. Trois ou quatre poses séparées par de petits déplacements du télescope ( $\sim 10''$ ) étaient prises pour chaque champ et pour chaque filtre afin (1) d'éliminer les mauvais pixels au traitement des images et (2) de pouvoir utiliser les images scientifiques pour reconstruire les images du ciel. Au TCFH, les temps de poses typiques étaient de 3 positions  $\times$  30 secondes en *J*, 3 positions  $\times$  20 secondes  $\times$  2 coadditions en *H* et 3 positions  $\times$  75 secondes en *I*. Avec OSIRIS à CTIO, les temps de poses typiques étaient de 3 positions  $\times$  30 secondes en *J* et 3 positions  $\times$  20 secondes  $\times$  2 coadditions en *H*. En *I*, avec l'énorme champ de vue ( $36'$ ) de MOSAIC, il suffisait de centrer approximativement l'étoile primaire puis de prendre trois poses de 180 secondes séparées par des déplacements de  $\sim 1'$  du télescope. À l'Observatoire du mont Mégantic avec les caméras CCD, environ 4-5 poses de 15-20 minutes étaient prises, séparées par de petits déplacements du télescope, centrées sur

l'étoile primaire. Avec SIMON, les poses étaient plus courtes ( $\sim 60$  sec en  $J$ ,  $\sim 45$  sec en  $H$ ) mais plus nombreuses et aussi séparées par 4-5 petits déplacements du télescope.

Les plages uniformes prises avec CFHTIR, OSIRIS et SIMON consistent en deux séries d'une dizaine de poses avec les lumières du dôme allumées, puis éteintes. Dans le cas de MOSAIC et des CCD EEV et LORAL, des plages uniformes au crépuscule et sur le dôme ont été obtenues. Dans tous les cas, des poses de courant sombre ont été obtenues à chaque temps de pose utilisé pour les images scientifiques.

## 2.6 TRAITEMENT DES IMAGES

Comme les observations ont été menées sur trois télescopes avec six instruments différents, les recettes de traitement des données ont dû être adaptées aux particularités propres à chaque instrument. Les images de tous les instruments, sauf un, ont été entièrement traitées en utilisant IDL. Un ensemble de programmes IRAF très avancés, MSCRED, existait déjà pour MOSAIC.

Les images de calibration suivantes ont toujours été prises lors des observations :

1. Images du niveau seuil (*bias*) en exposant pendant 0 seconde avec l'obturateur fermé pour MOSAIC, EEV et LORAL.
2. Images du courant sombre aux temps d'exposition utilisés pour l'observation des cibles scientifiques, sauf avec LORAL et EEV.
3. Images d'une plage uniforme sur l'écran illuminé de la coupole. En infrarouge, on prend deux séries, l'une avec les lumières allumées, l'autre du même temps de pose avec les lumières éteintes, ceci afin de soustraire la composante thermique du télescope et le courant sombre.
4. Images d'une plage uniforme au crépuscule.

Dans tous les cas, les plages uniformes sur l'écran de la coupole ont été utilisées plutôt que les plages uniformes au crépuscule. Dans le cas des images finales prises avec MOSAIC, le fond du ciel apparaît bien plat, alors que pour les images des autres instruments, une image du ciel est de toute façon construite puis soustraite des images scientifiques.

Voici la description de la technique de traitement d'images utilisée pour le projet. On soustrait l'image seuil ou celle du courant sombre de toutes les images. On divise par l'image de la plage uniforme normalisée à 1. On construit une image du ciel que l'on soustrait à toutes les images. Chaque image est normalisée à un temps d'intégration d'une seconde.

<p><b>MASQUE</b> = Création d'une image des mauvais pixels en utilisant des images de plages uniformes de différentes intensités.</p>
<p>• Pour les CCDs :</p> <p><b>ZÉRO</b> = Médiane des images <math>\left( (\text{seuil brut})_i \right)</math></p> <p><b>PLAGE<sub>CCD</sub></b> = Médiane des images <math>\left( \frac{(\text{plage brute})_i - \text{ZÉRO}}{\text{médiane}[(\text{plage brute})_i - \text{ZÉRO}]} \right)</math></p> <p><b>SCIENCE<sub>intermédiaire</sub></b> = <math>\frac{\text{science brute} - \text{ZÉRO}}{\text{PLAGE}_{\text{CCD}} \times T_{\text{intégration}}}</math></p> <p><b>SCIENCE</b> = <b>SCIENCE<sub>interm.</sub></b> - médiane[ <b>SCIENCE<sub>interm.</sub></b> ]</p>
<p>• Pour les détecteurs infrarouges :</p> <p><b>COURANT<sub>x sec</sub></b> = Médiane des images <math>\left( (\text{courant brut}_{x \text{ sec}})_i \right)</math></p> <p><b>PLAGE<sub>IR</sub></b> = Médiane des images <math>\left( \frac{(\text{plage brute ON})_i - (\text{plage brute OFF})_i}{\text{médiane}[(\text{plage brute ON})_i - (\text{plage brute OFF})_i]} \right)</math></p> <p><b>SCIENCE<sub>intermédiaire</sub></b> = <math>\frac{\text{science brute} - \text{COURANT}_{x \text{ sec}}}{\text{PLAGE}_{\text{IR}} \times T_{\text{intégration}}}</math></p> <p><b>CIEL<sub>i</sub></b> = Masquage des étoiles et des mauvais pixels de <b>SCIENCE<sub>intermédiaire</sub></b></p> <p><b>CIEL</b> = Médiane des images <math>\left( \frac{\text{CIEL}_i}{\text{médiane}[\text{CIEL}_i]} \right)</math></p> <p><b>SCIENCE</b> = <b>SCIENCE<sub>interm.</sub></b> - <b>CIEL</b> × médiane[ <b>SCIENCE<sub>interm.</sub></b> ]</p>

### 2.6.1 Données de la caméra CFHTIR

Les images obtenues avec la caméra CFHTIR (Starr et al., 2000) sont affectées par le problème de *Reset Anomaly* (RA). Ceci se manifeste par la présence d'un fond d'image qui décroît à peu près exponentiellement, de bas en haut, dans chacun des quatre quadrants du détecteur. L'amplitude du signal est de 100-1000 ADUs mais varie beaucoup, même au cours d'une séquence de poses consécutives, ce qui rend sa soustraction particulièrement difficile. J'ai utilisé la méthode développée par Étienne Artigau avec IDL pour corriger le RA.

Le RA est un signal additif qui s'ajoute au fond de ciel d'une image. La difficulté est de séparer le signal attribuable au fond de ciel du signal attribuable au RA. Il faut réaliser que le signal provenant du ciel est très similaire à une image de plage uniforme, à un facteur multiplicatif près. Ainsi, le graphique de la valeur des pixels d'une image brute versus la valeur des mêmes pixels d'une plage uniforme donne une droite dont la pente correspond à ce facteur multiplicatif (FM). Les écarts à la droite proviennent essentiellement du RA. Donc, on obtient le signal pur du RA en soustrayant la plage uniforme fois le facteur déterminé ( $RA = Image - Plage \times FM$ ). Ensuite, il suffit d'ajuster une fonction exponentielle sur le fond d'image, et ce, pour chaque quadrant séparément, pour soustraire définitivement le RA. Une fois le niveau du RA déterminé et enregistré en mémoire, on recommence le traitement de l'image à zéro en suivant la méthode habituelle, excepté que dans l'étape de soustraction du ciel, on fait également la soustraction du RA enregistré.

### 2.6.2 Données de la caméra MOSAIC

La particularité de la caméra MOSAIC (Muller et al., 1998) tient à l'utilisation de huit CCD différents qui produisent des images très lourdes à manipuler (brute :  $\sim 135$  mégaoctets) et au grand champ ( $\sim 36' \times 36'$ ) qui produit un échantillonnage variable :  $0.27''/\text{pixel}$  au centre,  $-6.5\%$  dans les coins.

Le traitement des images MOSAIC a suivi, dans ses grandes lignes, la méthode employée par Jannuzi, Claver & Valdes du projet *NOAO Deep Wide-Field Survey* (Jannuzi & Dey, 1999) décrite sur le site <http://www.noao.edu/noao/noaodeep/ReductionOpt/frames.html> en utilisant la librairie MSCRED dans IRAF.

Les étapes sont les suivantes. On lance CCDPROC qui applique une correction pour le *crossstalk* entre amplificateurs, soustrait l'image seuil, divise par la plage uniforme (celle du dôme) et interpole les mauvais pixels. À noter, le courant sombre est très faible pour les poses de trois minutes et sa soustraction n'a pas été effectuée. Puis, on lance MSCGETCAT qui télécharge les étoiles du catalogue USNO-A2.0 et MSCCMATCH qui associe les positions du catalogue aux positions de sources identifiées dans l'image afin de déterminer précisément l'équation du système de coordonnées célestes. Jusqu'ici, chacun

des huit CCDs est traité individuellement. Mais ensuite, MSCIMAGE rééchantillonne les huit images à une échelle constante de  $0.27''/\text{pixel}$  en une seule super-image. Enfin, les trois ou quatre images d'un même champ sont combinées par une moyenne grâce à MSCSTACK ce qui fait disparaître les interstices entre les CCDs. Dans plusieurs cas, la Lune presque pleine a produit un gradient important dans le fond des images qui rend la soustraction du ciel très délicate. Pour cette raison, et parce qu'il s'agit d'une structure de basse fréquence spatiale n'influençant pas l'analyse photométrique ultérieure, le ciel n'a pas été soustrait des images. C'est d'ailleurs généralement le cas dans le traitement des images CCD.

Les images prises à travers le filtre  $I$  présentent souvent un patron de franges d'interférence non concentriques venant de l'interférence constructive des raies d'émission du ciel dans le substrat aminci des CCDs. La présence de ces franges ne pose pas un problème puisque leur amplitude est très faible ( $\leq 1\%$ ) si bien qu'aucune tentative n'a été faite pour les soustraire.

Les images finales de MOSAIC sont d'une excellente qualité. Les sources sont très bien échantillonnées, le fond de ciel est très peu structuré et les images sont très profondes,  $I \approx 22$ .

### 2.6.3 Données de la caméra OSIRIS

Au départ, la contrepartie en bandes  $J$  et  $H$  des cibles du sud devait être obtenue avec la nouvelle caméra infrarouge ISPI. Mais le retard de son commissionnement a chamboulé ce plan et c'est plutôt la caméra OSIRIS (Depoy et al., 1993) qui a été utilisée. Celle-ci, dans son mode 'grand-champ', a une échelle de  $0.4''/\text{pixel}$  mais le faisceau optique est projeté sur seulement  $570 \times 570$  pixels.

Le traitement des images d'OSIRIS a été réalisé avec des tâches IDL. La première étape de réduction consiste à couper les contours inutiles de l'image. Par la suite, la méthode conventionnelle de traitement de données infrarouges est utilisée. Notez qu'il n'y a pas de problème de *Reset Anomaly* avec OSIRIS.

Malheureusement, un problème de franges d'interférence persiste sur la moitié des images en bande  $H$ . Durant toute la première nuit, l'observation d'une cible était faite



en deux séquences, d'abord dans le filtre  $J$  et ensuite dans le filtre  $H$ , en ne tournant le roue à filtres qu'une seule fois. Au traitement, la soustraction des franges est très bonne sur ces images. Mais la stratégie d'observation a légèrement changé au milieu de la mission afin d'être plus efficace au télescope. Les images en bandes  $J$  et  $H$  étaient prises en parallèle après chaque mouvement du télescope, donc à chacune des 12 positions de la mosaïque 2 par 2. Malheureusement, ce n'est qu'après coup que le résultat de ces très nombreux changements de filtres s'est révélé être néfaste. Apparemment, la roue à filtre d'OSIRIS ne reprend pas exactement sa position entre chaque mouvement si bien que le patron de frange se déforme, respire et bouge sur les images prises de cette façon. Pour cette série, la soustraction des franges d'interférence n'a pas donné de résultat concluant et a été abandonnée. L'amplitude des franges n'est pas très grande ( $\sim 1\%$ ) mais leur fréquence spatiale est du même ordre que celle des étoiles dans l'image. Heureusement, le filtre  $J$  n'est pas affecté par ce problème.

Malgré l'inconvénient des franges en bande  $H$ , les images produites par OSIRIS sont généralement de bonne qualité quoiqu'elles soient légèrement moins profondes que celles obtenues avec CFHTIR, ce, à cause du *seeing* de  $\sim 1.5''$  qui affligeait CTIO lors de la mission.

#### 2.6.4 Données des caméras EEV et Loral à l'OMM

Les images obtenues avec le CCD Loral ont été lues avec deux amplificateurs dont un, malheureusement, était fortement non-linéaire. Une correction a donc été apportée à l'amplificateur gauche selon l'équation  $ADU_{corr} = -215.953 + 1.14441 \times ADU - 1.56118 \times 10^{-5} ADU^2 + 1.01553 \times 10^{-10} ADU^3$  déterminée empiriquement à partir de plages uniformes de différents temps de pose. Cette correction a été effectuée après soustraction du niveau seuil. Les données obtenues avec le CCD Loral sont généralement de piètre qualité, en partie à cause du problème d'amplificateur mais aussi parce que les conditions atmosphériques étaient peu favorables.

Par contre, les images obtenues avec le CCD EEV sont de bonne qualité car l'instrument n'a aucun défaut particulier et les conditions atmosphériques étaient favorables. Le fond de ciel et le patron de frange d'interférence en  $I$  ont été très bien soustraits lors du

traitement d'image.

### 2.6.5 Données de la caméra SIMON à l'OMM

Les observations avec SIMON ont été faites lors de la première mission d'ingénierie alors qu'un problème d'électronique affectait la qualité d'image en produisant un fort bruit de lecture. Heureusement, en faisant des lectures multiples, le bruit de lecture a pu être abaissé à un niveau acceptable. Cependant, la qualité des images finales dépend directement de la stabilité des conditions atmosphériques lors des observations. Dans certains cas, la présence d'un léger brouillard ou de nuages a eu un impact sur les images finales, et dans la plupart des cas, le *seeing* était mauvais ( $2''+$ ). La qualité des images prises lors de cette mission avec SIMON est moyenne.

Pendant un temps mort lors d'une toute autre mission d'observation au TCFH en décembre 2003, SIMON a été utilisé pour observer GJ896 en *J* et *H* dans de bonnes conditions atmosphériques et les données pour cette étoile sont excellentes.

### 2.6.6 Combinaison des images

Pour les images prises avec CFHTIR et OSIRIS, il faut combiner environ une douzaine d'images pour chaque filtre, soit 3-4 images par quadrant (il y a quatre quadrants car des mosaïques de 2 par 2 ont été faites pour couvrir un plus grand champ). Chaque quadrant a été étudié séparément car le chevauchement entre les quatre quadrants était souvent trop faible pour trouver des étoiles communes et permettre l'alignement avec précision. Le nombre d'images combinées est de trois pour les données prises avec la caméra MOSAIC, de quatre ou cinq pour les données CCD prises à l'OMM et de plusieurs dizaines pour les données SIMON à l'OMM. Notez que l'alignement des images avant leur combinaison est faite au pixel près, ce qui évite de faire de l'interpolation du flux. La méthode de combinaison était la moyenne. Certains pixels prenaient une valeur indéfinie (la valeur NAN - pour *Not-A-Number* en IDL) soit parce qu'il s'agissait de mauvais pixels, soit parce qu'ils se situaient au-delà des bornes d'une image. Ces pixels sont rejetés et la moyenne est faite sur les pixels correspondants dans les autres images. Dans la majorité des cas, la combinaison d'images a réduit le bruit de fond de ciel du niveau attendu pour

la propagation d'un bruit gaussien ( $B_i = \sqrt{S_i}$  et  $B = \frac{\sqrt{\sum B_i^2}}{N}$ ). Dans le cas où l'étoile primaire est très brillante, ce sont les ailes de la fonction d'étalement de l'étoile qui sont la source dominante de bruit, non le ciel. Dans le cas de la moitié des cibles en bande  $H$  avec OSIRIS - celles dans lesquelles subsiste le problème de franges d'interférence - la combinaison de 3-4 images additionne ces franges et produit des structures de haute fréquence spatiale. L'impact de ces structures sur la photométrie est faible pour les sources brillantes, et contribue à peu près autant à l'incertitude que le bruit gaussien pour les sources faibles.

## 2.7 PHOTOMÉTRIE ET SÉLECTION DES CANDIDATES

Les défis relevés pour ce projet ont été plus importants que ce qui était anticipé.

1. Le nombre de champs d'étoiles possédant des observations dans les trois bandes  $I$ ,  $J$  et  $H$  est de 66, pour la plupart divisés en quatre quadrants. En tout, le nombre d'images à analyser (détection + photométrie) dépasse 600. Cette quantité de données demande un haut niveau d'automatisation de l'analyse.
2. Six instruments différents ont été mis à contribution pour obtenir les images, ce qui complique les programmes d'analyse puisqu'une cible a pu être observée avec huit différentes combinaisons d'instruments.
3. Il ne faut laisser aucune source indétectée car il pourrait s'agir d'une naine brune. Le programme SExtractor (Bertin & Arnouts, 1996) est le plus performant pour trouver les sources dans une image. Mais une inspection visuelle des sources détectées dans chaque image était nécessaire.
4. Un bon nombre de cibles sont situées dans le plan galactique où le chevauchement de sources est un problème et où la photométrie d'ouverture est moins fiable. Plusieurs cibles sont des étoiles très brillantes qui font ressortir le moindre défaut de l'instrument. Les réflexions et les problèmes statiques de l'optique dégradent appréciablement la qualité de ces données.

### 2.7.1 La photométrie

Le but d'un programme de photométrie est double. Il doit (1) détecter les sources et leur position dans une image, et (2) mesurer leur brillance.

La photométrie est effectuée de la façon suivante :

1. Les images des filtres  $J$  et  $H$  sont alignées et additionnées afin de produire une image plus profonde. Dans le cas des données CFHTIR, le filtre  $I$  est aussi additionné.
2. SExtractor est utilisé pour détecter les sources et mesurer leur position, dans l'image  $J + H$  et dans l'image  $I$ . Les images  $I$  de MOSAIC sont souvent beaucoup plus profondes que les images correspondantes en  $J$  et  $H$  de OSIRIS ou CFHTIR.
3. Chacune de ces deux images est inspectée visuellement. Les sources non-détectées sont ajoutées à la liste alors que celles qui sont incontestablement de fausses détections sont enlevées.
4. Les deux listes d'étoiles sont additionnées. Les sources se trouvant à une distance de moins de 1.5 pixels sont considérées comme étant une seule et même source. Mais toute source apparaissant dans une seule des deux listes est conservée.
5. La photométrie d'ouverture classique est faite à la position SExtractor des sources dans les trois images  $I, J, H$ , séparément. Aucun recentrage n'est fait. Une ouverture de  $1.5 \times \text{PLMH}$  de rayon est utilisée pour mesurer le flux de la source et un anneau de  $4-5 \times \text{PLMH}$  pour mesurer le flux du ciel.

### 2.7.2 Note sur l'alignement des images

L'alignement des images  $I, J$  et  $H$  intervient à quelques reprises dans les programmes d'analyse pour ce projet. Cela est nécessaire pour additionner les images  $J$  et  $H$  et construire une image plus profonde (dans ce cas, seule une translation est nécessaire). Cela est aussi nécessaire pour construire une liste finale des sources détectées à partir des images profondes en  $J + H$  et en  $I$  (ici, la rotation de champ et un facteur d'échelle sont considérés en plus de la translation). Enfin, il est essentiel de produire un cube des trois images  $I, J, H$  bien alignées afin d'inspecter visuellement les images en les faisant

alterner pour confirmer la nature des naines brunes candidates que le diagramme  $I - J$  vs.  $J - H$  a produites.

Notez que la fabrication d'un cube d'images alignées implique un changement d'échelle et une rotation qui demandent une interpolation de la valeur des pixels. Cette interpolation n'affecte pas les mesures de photométrie d'ouverture car celles-ci sont effectuées sur les images avant leur alignement.

L'alignement de deux images est un processus itératif. L'utilisateur détermine d'abord les coordonnées (en pixels) de trois étoiles communes aux images ce qui donne un premier estimé du facteur d'échelle, de la rotation et des translations. Puis, des listes d'étoiles sont générées avec SExtractor et les positions sont comparées en appliquant cette transformation. Les étoiles dont les positions dans les deux listes (après transformation) se chevauchent sont incluses et utilisées pour calculer un deuxième estimé des paramètres de transformation. Après trois itérations, les paramètres ont généralement convergé.

### 2.7.3 Calibration absolue de la photométrie

Les contraintes imposées sur la calibration absolue de la photométrie ne sont pas très sévères puisque les sources recherchées se démarquent fortement de la séquence stellaire. Une calibration de  $\pm 0.1$  mag est amplement suffisante pour isoler des candidates naines brunes. Néanmoins, l'observation de standards photométriques a été une pratique assidue pour ce projet. En général, au moins un standard était observé chaque nuit, parfois plus.

Dans le cas de la caméra MOSAIC, cinq champs comprenant 39 standards ont donné un point-zéro (la magnitude donnant 1 adu/sec) très constant à  $PZ_I = 25.15 \pm 0.03$  grâce à des conditions photométriques tout au long de la mission. Les termes relatifs à la couleur et à la masse d'air sont des effets de second ordre qui n'ont pas été considérés.

Les quatre nuits de la mission CFHTIR ont été photométriques selon les notes d'observations et l'archive *Skyprobe* du TCFH. Douze champs contenant 53 standards ont été observés avec les points-zéros suivants :  $PZ_I = 23.14 \pm 0.09$ ,  $PZ_J = 23.24 \pm 0.10$ ,  $PZ_H = 23.41 \pm 0.10$ .

Pour la mission avec OSIRIS, les conditions météorologiques n'étaient pas photométriques si l'on en croit les mesures sur 8 standards. Les points-zéro sont très variables ( $21.99 \leq$

$PZ_J \leq 23.52$ ,  $22.64 \leq PZ_H \leq 23.97$ ). Donc, chaque champ scientifique a plutôt été calibré avec la photométrie 2MASS. Il s'avère que le point-zéro est pratiquement le même dans les deux filtres ( $J$  et  $H$ ). Par contre, les sources 2MASS disponibles ( $J \leq 16$ ) correspondent souvent aux étoiles très brillantes (voire légèrement saturées) dans les images OSIRIS de telle sorte que la calibration absolue des données OSIRIS demeure imprécise dans certains cas.

Les données SIMON prises à l'OMM ont été obtenues dans des conditions météorologiques variables ce qui a dicté l'utilisation de la photométrie 2MASS pour les images en  $J$  et  $H$ . Pour les données en  $I$ , le point-zéro suivant a été adopté à partir de l'observation de standards lors du commissionnement de SIMON (voir chapitre 1) :  $PZ_I = 21.5 \pm 0.5$ .

#### 2.7.4 Note sur la photométrie en bande $I$ avec CFHTIR

La transmission du filtre  $I_{CFHTIR}$  est centrée à une longueur d'onde plus rouge que celle du filtre  $I_C$  afin de compenser la faible efficacité quantique du détecteur HAWAII-1 sous 8000 Å. Ceci a un effet sur la photométrie en bande  $I$  pour les objets très rouges comme les naines brunes. Ceux-ci ont une magnitude  $I_{CFHTIR}$  plus brillante que ce qui serait mesuré en  $I_C$  avec un CCD. La transformation précise n'est pas connue mais (Lucas & Roche, 2000) ont déterminé  $I_C = I_{HAWAII-1} + 0.273(I_{HAWAII-1} - J_{HAWAII-1})$  pour un instrument utilisant le même type de détecteur et de filtre. Pour la majorité des étoiles ( $I - J \leq 1.0$ ), la correction du terme de couleur est faible ( $\leq 0.27$ ). Mais pour les naines M ( $1.0 \leq I - J \leq 3.0$ ) et les naines L ( $I - J \geq 3.0$ ), le filtre  $I_{CFHTIR}$  surestime la luminosité de 0.3-0.8 et 0.8+ magnitudes, respectivement. La photométrie  $I$  est donc corrigée avant de tracer le diagramme couleur-couleur.

#### 2.7.5 Sélection des candidates

La sélection de naines brunes candidates se fait à partir du diagramme  $I - J$  vs.  $J - H$  (figure 2.8). Les sources retenues sont celles dont l'ellipse d'incertitude intersecte une des deux zones de la figure 2.8. Est considérée comme candidate,

1. Toute source avec  $I - J \geq 3.0$ .

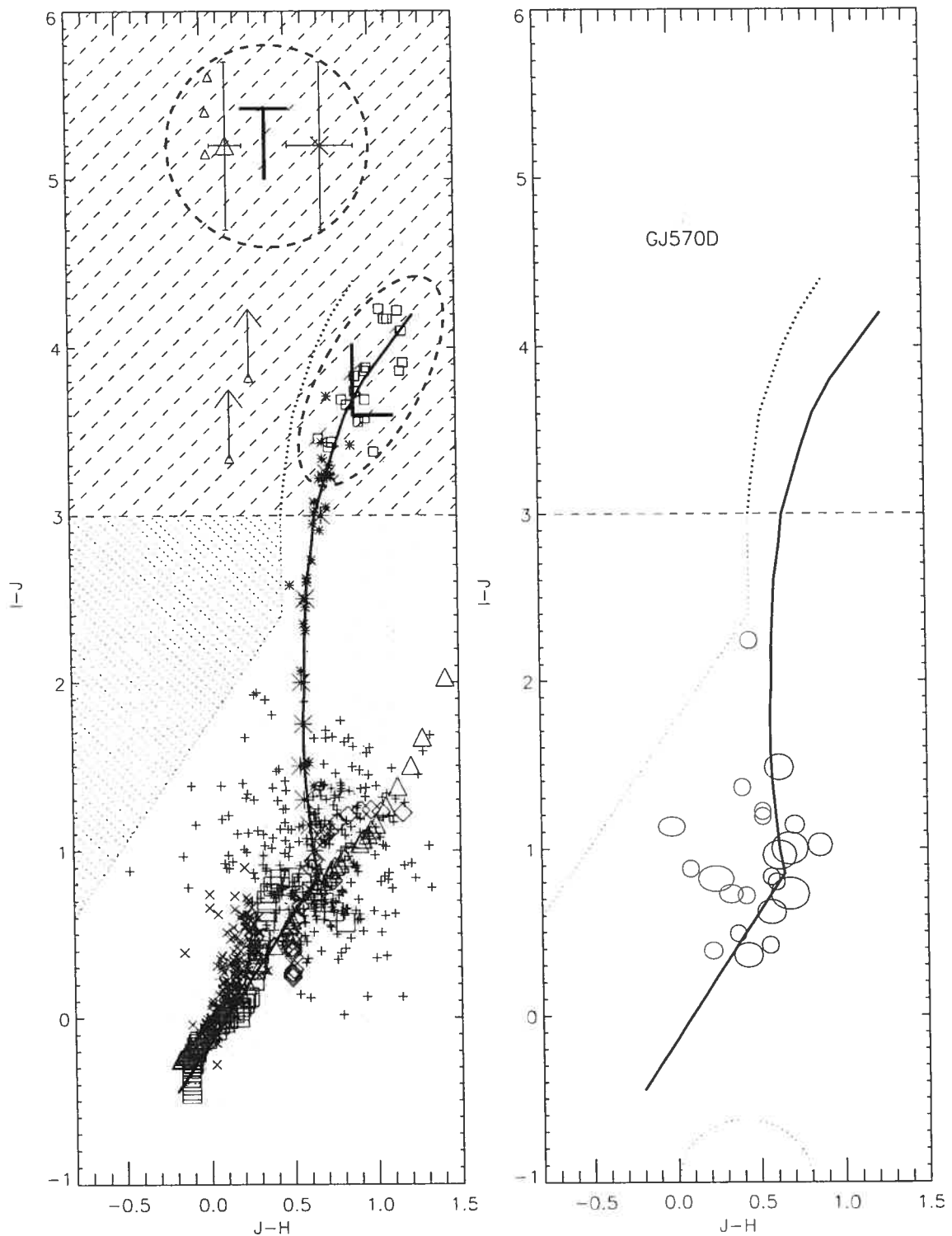


FIG. 2.8 - Isolement des candidates dans le diagramme  $I - J$  vs.  $J - H$ . À gauche, les symboles sont les mêmes qu'à la figure 2.6. Toutes les sources avec une couleur  $I - J \geq 3.0$  ont de fortes probabilités d'être des naines brunes et sont automatiquement considérées comme candidates. Les sources détectées en  $J$  et  $H$  mais non-détectées en  $I$  et qui ont une limite inférieure  $I - J$  les plaçant dans la région hachurée en petits pointillés sont considérées comme candidates. Les sources sous cette région sont probablement des étoiles ou des quasars. La position des naines brunes de type T et de type L est indiquée et une ligne de démarcation entre ces deux types est tracée en pointillés gras à titre indicatif. À droite, l'exemple d'un diagramme tiré de données de ce projet sur le champ nord-ouest de la cible GJ570. La technique a réussi à isoler GJ570D, une naine brune de type T8 déjà connue. Les ellipses représentent l'incertitude sur les mesures.

2. Toute source dans la zone à pointillés fins avec une limite inférieure en  $I - J$  dans cette zone. La zone est bornée à droite à  $J - H = 0.45$ , les sommets du trapèze sont à  $(J - H, I - J) = (-0.8, 0.6), (0.45, 2.4), (0.45, 3.0), (-0.8, 3.0)$ . Ces limites ont été déterminées à partir des observations sur les champs stellaires. Toutes les naines brunes connues se situent du bon côté du diagramme.

Chaque candidate générée dans le diagramme  $I - J$  vs.  $J - H$  est ensuite inspectée visuellement directement sur les images  $I, J$  et  $H$  afin d'éliminer les artefacts. Les cas les plus fréquents d'artefacts sont les réflexions dans l'optique qui se déplacent avec chaque mouvement du télescope. Les images de la caméra OSIRIS sont particulièrement affectées par ce problème. Parfois, particulièrement pour les images de la caméra CFHTIR, les structures de diffraction causées par le support du miroir secondaire provoquaient de faux candidats.

La figure 2.9 donne un exemple d'images assez typiques obtenues à CTIO dans un champ densément peuplé et subissant de 3 magnitudes visuelles d'extinction. Il s'agit d'un des quatre champs centrés sur GJ618. Les diagrammes couleur-couleur correspondants sont présentés à la figure 2.10. On y remarque que le nuage des sources est déplacé vers le haut à droite du diagramme ce qui permet de mesurer approximativement l'extinction.

Dans ces diagrammes couleur-couleur, il y a de nombreuses sources chevauchant les régions où seraient les naines brunes potentielles. Le nombre de candidates est particulièrement grand dans le cas des sources avec une mauvaise photométrie, généralement des sources très faibles. C'est pour vérifier la nature de ces sources qu'une inspection visuelle est essentielle. Dans la plupart des cas, ces sources faibles sont visibles près de la limite de détection dans les trois bandes (y compris en  $I$ ) ce qui indique qu'il ne s'agit pas d'une naine brune. Souvent, il s'agit de sources en périphérie des images là où le signal sur bruit est moins bon. L'inspection visuelle est souvent la méthode la plus sûre pour découvrir les sources intéressantes qui échappent parfois à la photométrie.



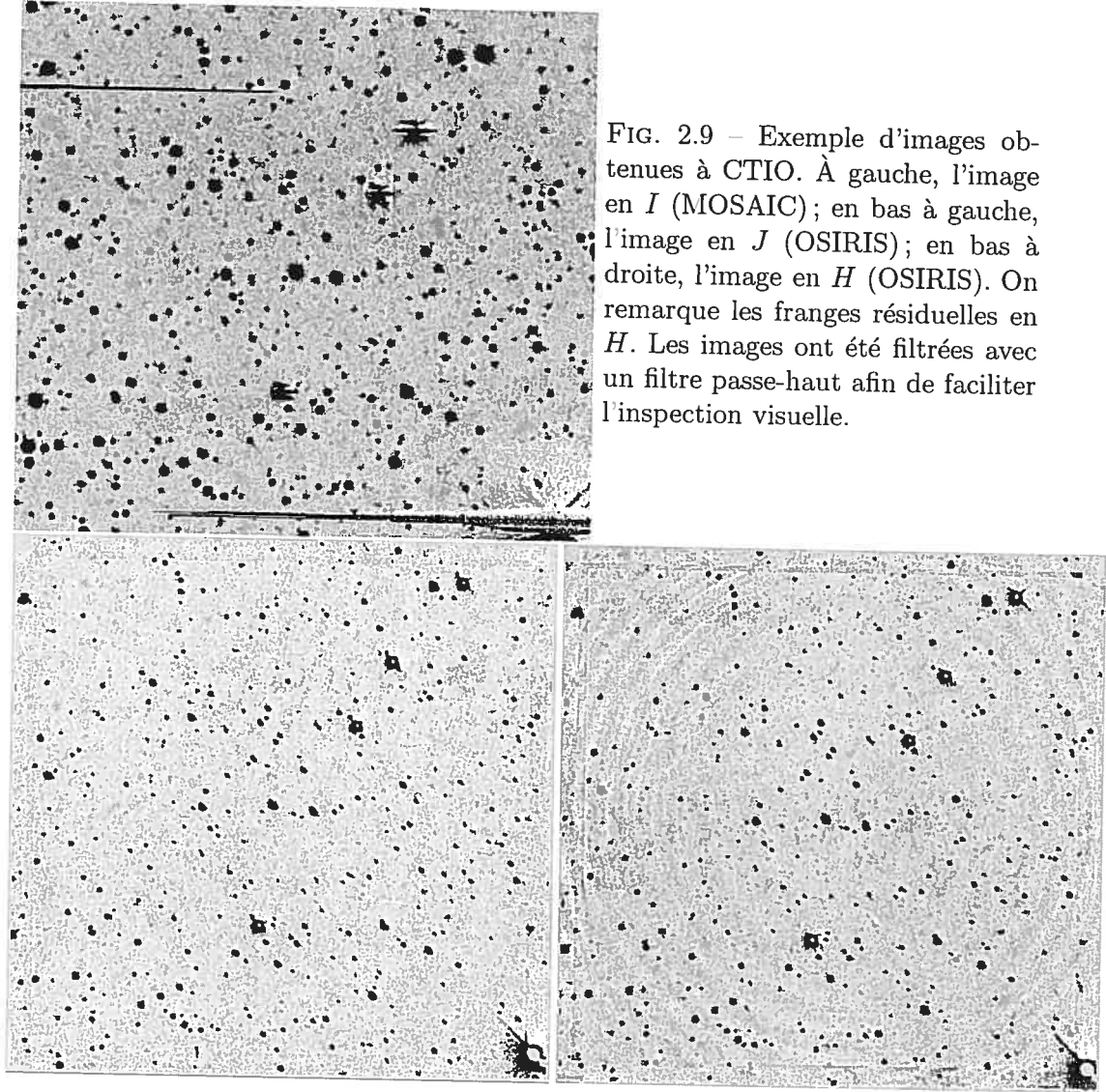


FIG. 2.9 – Exemple d'images obtenues à CTIO. À gauche, l'image en  $I$  (MOSAIC); en bas à gauche, l'image en  $J$  (OSIRIS); en bas à droite, l'image en  $H$  (OSIRIS). On remarque les franges résiduelles en  $H$ . Les images ont été filtrées avec un filtre passe-haut afin de faciliter l'inspection visuelle.

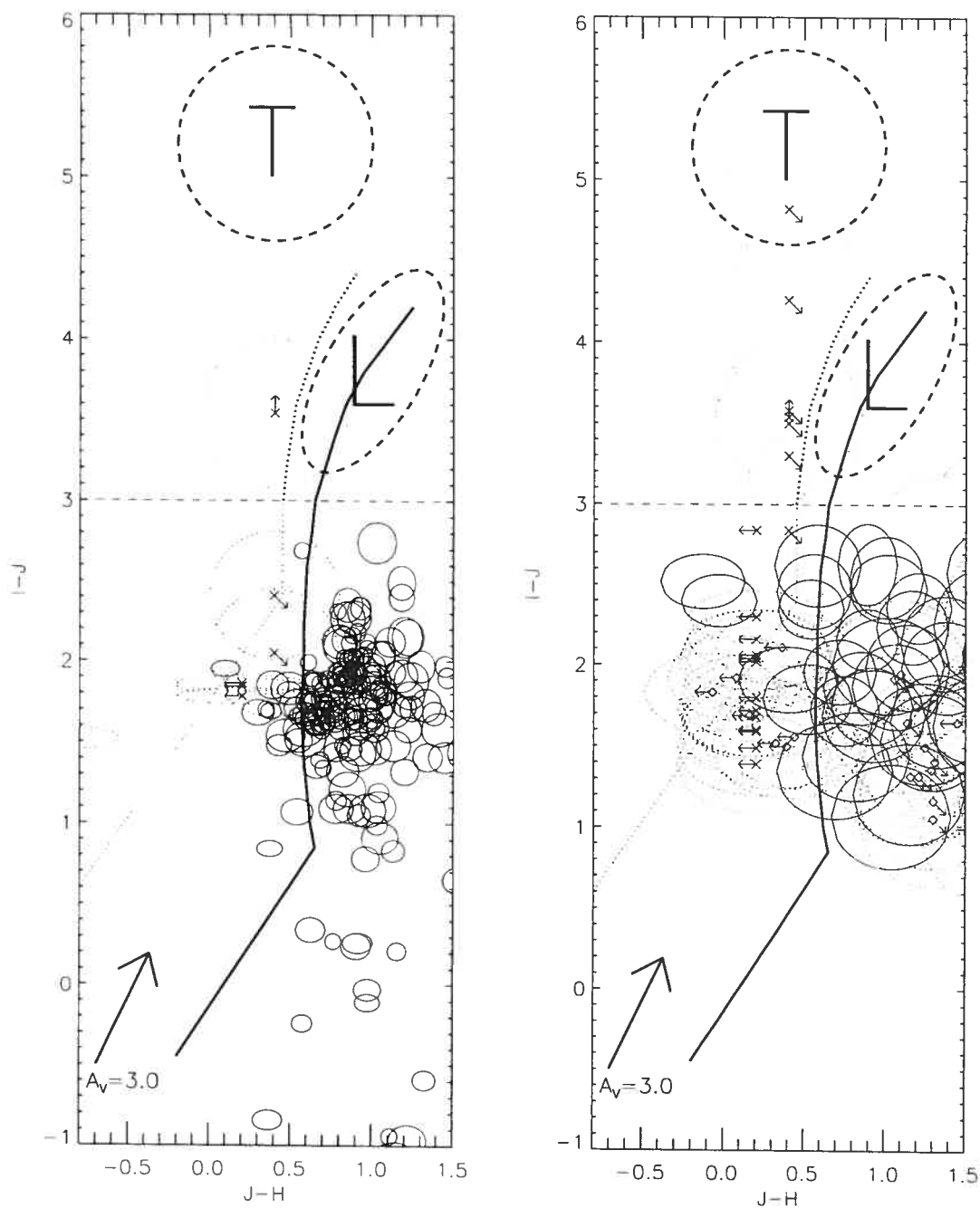


FIG. 2.10 – Exemple de diagramme  $I - J$  vs.  $J - H$ . À gauche, sont reportées les sources dont l'incertitude photométrique est  $\leq 0.1$  mag ; à droite sont les sources avec une incertitude entre 0.1 et 0.3 mag. Ce champ (le quadrant Nord-Est de la cible GJ618) subit une extinction d'environ  $A_V = 3$  mag telle qu'estimée par le déplacement du locus des étoiles K-M. En absence d'extinction, ce locus devrait être situé à la hauteur du coude dans le tracé en trait gras. La taille des ellipses indique l'incertitude photométrique. Les ellipses en tirets et en pointillé représentent des sources intéressantes à confirmer par inspection des images. Les flèches indiquent que la photométrie dans une des bandes est manquante (aucune détection) donc que la couleur est simplement une limite (inférieure ou supérieure). Ici, aucune candidate ne s'est avérée après inspection visuelle.

## 2.8 RÉSULTATS

Parmi les 66 étoiles observées, deux groupes sont homogènes : celui de CTIO (images *I* avec MOSAIC, images *J* et *H* avec OSIRIS) qui comporte 35 étoiles et celui du TCFH (images *I, J, H* avec CFHTIR) qui en compte 23. Les images des huit autres étoiles proviennent de combinaisons différentes d'instruments de l'OMM, soit SIMON ou les caméras EEV ou LORAL.

Parmi ces 66 cibles, deux sont centrées sur des étoiles trop brillantes, GJ695 et GJ721 (Véga!), ce qui génère des artefacts et de la diffusion qui limitent l'efficacité de la recherche de compagnons. De plus, la distance de l'étoile HIP54298 a été révisée à plus de 25 pc après ces observations. Ces trois champs sont donc exclus des conclusions statistiques du taux de binarité.

Par ailleurs, GJ229 et GJ570, deux cibles autour desquelles orbitent des naines brunes déjà connues, ont intentionnellement été observées pour tester la technique de détection. Il n'y a aucun compagnon détecté autour de GJ229, tant à grande séparation qu'à faible séparation (GJ229 B n'a pas été détecté par notre technique). On inclut donc GJ229 dans les conclusions statistiques mais comme n'ayant aucun compagnon.

La décision d'inclure ou d'exclure GJ570 dans les conclusions statistiques du taux de binarité est plus difficile. L'inclure signifie ajouter un biais d'observation car la présence d'un compagnon était déjà connue. Par contre, parmi la liste non biaisée (choisie selon les critères de sélection détaillés plus haut) de quelque 59 cibles pour les observations à CTIO, figurait GJ570. Dans cette liste, à peu près la moitié des cibles ont effectivement été observées. GJ570 aurait donc très bien pu être observée sans biais. Comme GJ570 D est la seule naine brune détectée dans le présent projet, ce point délicat sera explicité dans les statistiques du taux de binarité. Trois cas seront étudiés : 1) exclure GJ570 de l'échantillon (0 sur 0), 2) l'inclure (1 sur 1), ou 3) l'inclure mais avec une probabilité de 50% (0.5 sur 0.5).

Aucun nouveau compagnon orbitant une étoile cible n'a été découvert. Mais quatre naines L candidates situées en arrière-plan, quelques étoiles M tardives et deux astéroïdes déjà connus (Berounka 4702 et 2002 GA105) ont été identifiés. Les naines L probables

Champ	A.D. (J2000.0)	Dec	$J$	$I_C - J$	$J - H$	Type spectral	Distance (pc)
LHS2930	14h30m25.5s	+59d46'11"	$18.2 \pm 0.1$	$3.5 \pm 0.2$	$0.9 \pm 0.1$	L hâtif	110 – 175
NS1456–2809	14h56m23.1s	–28d06'52"	$17.5 \pm 0.1$	$3.6 \pm 0.2$	$0.7 \pm 0.1$	L hâtif	80 – 125
GJ2130	17h46m17.9s	–32d04'51"	$16.0 \pm 0.1$	$3.6 \pm 0.2$	$0.5 \pm 0.2$	L hâtif	40 – 60
GJ1253	20h26m09.2s	+58d31'41"	$18.9 \pm 0.2$	$3.6 \pm 0.3$	$0.7 \pm 0.3$	L hâtif	150 – 240

TAB. 2.4 – Candidates naines L se trouvant en arrière-plan des champs ciblés. Leur couleur  $I - J$  leur confère un type spectral L hâtif qui correspond à une magnitude  $M_J = 12 - 13$  à partir de laquelle est estimée une distance.

se trouvent dans les champs de NS1456–2809 (L hâtif,  $d=80-125$  pc), GJ2130 (L hâtif, 40-60 pc), LHS2930 (L hâtif, 110-175 pc) et GJ1253 (L hâtif, 150-240 pc), tableau 2.4 et figure 2.11. Les deux astéroïdes ont été repérés dans les champs de GJ799 et GJ486 en bandes IR mais leur orbite est déjà bien connue. Enfin, de nombreuses étoiles M tardives (M5+) situées en arrière-plan ont été isolées mais, comme elles ne faisaient pas l'objet d'une recherche systématique, ne sont pas considérées davantage dans les résultats.

L'échantillon statistique pour calculer le taux de binarité contient 62 étoiles plus GJ570 (donc de 62 à 63 étoiles).

Le tableau 2.5 donne les résultats pour chaque champ observé. Chaque ligne donne le nom de l'étoile centrale du champ échantillonné, son type spectral, sa distance, son âge approximatif, la référence si l'étoile a fait l'objet d'imagerie à haute résolution, la présence de candidates ou d'objets détectés dans le cadre du présent projet, les caractéristiques du champ, la qualité de stabilité atmosphérique lors des observations, la magnitude de complétude dans les trois bandes et enfin, la masse limite de détection d'une naine brune compagne selon les modèles d'évolution de Baraffe et al. (2003).

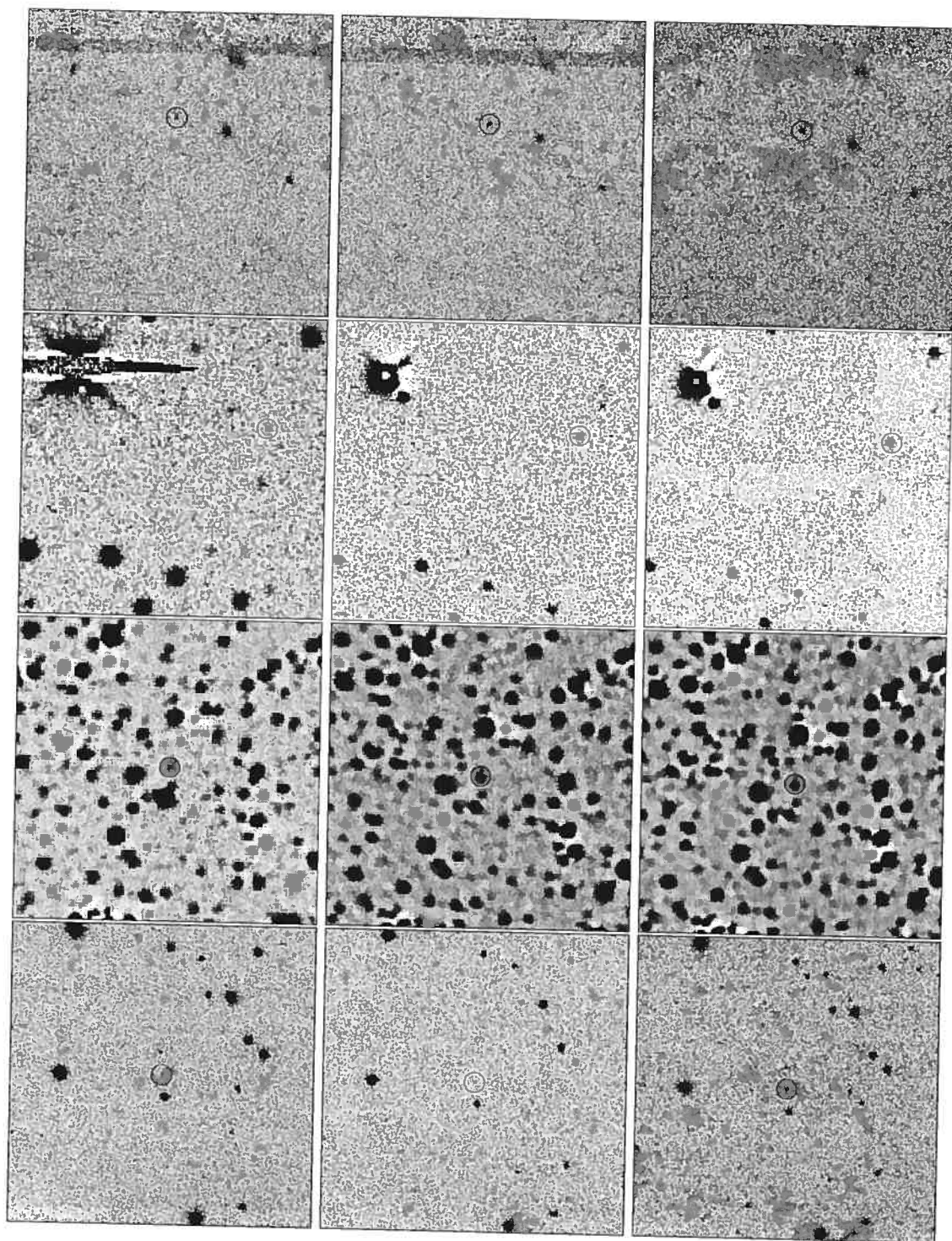


FIG. 2.11 – Images *I, J, H* (de gauche à droite) des quatre candidates naines L. Les champs, du haut vers le bas sont ceux de : LHS2930, NS145–2809, GJ2130 et GJ1253. Le champ de vue est d'une minute d'arc.

Tab. 2.5: Tableau des résultats de la recherche de naines brunes compagnes autour d'étoiles du voisinage solaire.

Nom	Type spectral	Dist. (pc)	Age (10 <sup>9</sup> ans)	Compagnon proche ?	Compagnon lointain ?	Particularité	PLMH (I, J, H) (")	Complétude à 50% (I, J, H)	Masses limite (M <sub>Sol</sub> )
GJ75	K0V	10.0	Pas jeune [d]		Non	Champ normalement dense	1.2,2.1,1.9	21.6,18.6,17.9	0.03
GJ169.1	M4V + N.BI.	5.5		Non [f], [i]	Non	Champ normalement dense	1.8,2.0,2.0	20.4,18.4,17.8	0.03
GJ203	M3.5V	9.7		Non [f]	Non	Champ normalement dense, image H marginale	1.9,2.3,2.3	21.5,18.5,14.2	0.07
GJ216	F7V +K2V +M6V +M3V	9.0	2.32 [c], Pas jeune [d], 1.4 ± 1.0 [e]		Non	Champ peu dense, manque quadrant S-E	2.0,2.2,2.1	20.9,17.6,17.2	0.015
GJ222	G0V + ?	8.8	8.64 [f]	Non [g], [j]	Non	Champ normalement dense, image J marginale	2.0,2.1,2.1	19.7,15.9,17.5	0.06
NS0601 +5935	M3.5V	7.6		Non [f]	Non	Champ normalement dense	2.2,2.5,2.4	21.5,18.2,17.3	0.03
GJ226	M2.5V	9.4		Non [j]	Non	Champ peu dense	2.2,2.0,2.0	20.6,18.1,17.1	0.04
GJ229	M1.0V +T	5.8	Pas jeune [d]	Non [f]	Naine T pas détectée	Champ normalement dense, manque quadrant S-E	2.2,1.7,1.4	20.7,17.9,17.3	0.03
HIP54298	M ?	6.3*			Non, voir note	Champ dense mais peu d'absorption	1.5,1.4,1.6	21.5,17.9,17.8	0.03
GJ432	K0V +N.BI.	9.5			Voir note	Champ peu dense	2.0,2.0,2.1	20.9,18.0,17.5	0.04
GJ438	M0.0V	8.4		Non [k]	Non	Champ normalement dense	2.4,1.4,1.5	20.5,18.3,17.9	0.03
GJ447	M4.0V	3.3	0.3 (Ursa Major) [e]	Non [f], [i]	Non	Champ peu dense	2.0,3.5,3.5	20.2,10.8,16.2	0.003
GJ465	M2.0V	8.9		Non [j]	Non	Champ peu dense	1.5,1.9,1.7	21.6,17.9,17.7	0.03
GJ479	M2.0V	9.6	0.6 (Hyades) [e]		Non	Champ assez dense	1.4,1.0,1.0	21.2,18.7,18.5	0.008
GJ480.1	M3.0V	7.8		Non [k]	Non	Champ normalement dense	1.5,1.0,1.0	21.5,18.8,17.6	0.03
GJ486	M3.5V	8.2		Non [i]	Astéroïde 2002 GA105	Champ peu dense	0.5,0.6,0.6	20.6,18.9,18.5	0.03

Tabl. 2.5: Tableau des résultats de la recherche de naines brunes compagnes autour d'étoiles du voisinage solaire.

Nom	Type spectral	Dist. (pc)	Age ( $10^9$ ans)	Compagnon proche ?	Compagnon lointain ?	Particularité	PLMH (I, J, H) (")	Complétude à 50% (I, J, H)	Masse limite ( $M_{sol}$ )
GJ514	M1.0V	7.5	Pas jeune [d]	Non [f], [i]	Non	Champ peu dense, loral pas de complétude	2.0,0.6,0.6	—, 18.6, 18.2	
GJ526	M1.5V	5.4		Non [f], [j]	Non	Champ peu dense	0.8,0.9,0.8	19.8, 18.2, 18.1	0.02
LHS2930	M6.5V	9.6			Naine L arrière-plan	Champ peu dense	0.6,0.5,0.6	19.9, 18.5, 18.0	0.03
GJ566	G8V + ?	0.8	0.1 (Piciades) [d], 0.3 (Ursa Major) [h]	Non [f]	Non	Étoile centrale très brillante	0.5,0.5,0.5	19.5, 18.6, 18.3	0.0013
NS1456 - 2809	M7.0V	6.4			Naine L arrière-plan	Champ peu dense	2.0, 1.5, 1.5	20.9, 18.5, 18.0	0.03
GJ570	K4V + M1.0V + M3V + T8	5.9		Non [f], [j]	Naine T déjà connue	Champ peu dense	1.5, 1.6, 1.8	21.5, 18.1, 17.5	0.03
NS1501 + 2250	M8.5V	9.9			Non	Champ peu dense	0.5, 0.5, 0.5	20.7, 18.8, 18.6	0.03
GJ588	M2.5V	5.9		Non [k]	Non	Champ dense, mais peu d'absorption	2.2, 1.5, 1.7	20.7, 18.4, 17.7	0.03
GJ595	M3V	9.8		Non [j]	Non	Champ normalement dense	1.8, 1.6, 1.7	20.8, 18.3, 17.3	0.04
GJ618	M2V + M5.5V	8.4		Peut-être [i]	Non, voir note	Champ très dense, $A(V) \approx 3.5$	1.9, 1.5, 1.4	21.0, 18.4, 17.5	0.03
GJ623	M2.5V + ?	8.0		Non [i]	Non	Champ peu dense	0.7, 0.6, 0.6	20.0, 18.6, 18.2	0.03
GJ625	M1.5V	6.6	Pas jeune [d], 0.3 (Ursa Major) [b]	Non [f], [i]	Non	Champ normalement dense	0.8, 0.8, 0.7	19.8, 18.0, 17.8	0.003
GJ631	K1V	9.8	Pas jeune [d], Disque jeune [b]	Non [g], [h]	Non	Champ normalement dense	1.8, 1.4, 1.3	21.1, 18.5, 18.2	0.03
GJ633	M2.5V	9.6			Non	Champ très dense, $A(V) \geq 6$	1.7, 1.7, 1.7	21.2, 18.1, 17.7	0.03
GJ638	K5V	9.8	Pas jeune [d]	Non [g], [i]	Non	Champ normalement dense	0.5, 0.5, 0.5	20.3, 18.7, 18.3	0.03
HIP82724	? + ?	7.2			Non	Champ assez dense	1.6, 1.9, 1.9	21.4, 17.9, 17.4	0.03
GJ644	M2.5V + M3.5V + M7.0V + ? + ?	6.5	Pas jeune [d]	Non [f], [i]	Non	Champ normalement dense	1.7, 1.7, 1.6	21.2, 18.1, 17.5	0.03

Tab. 2.5: Tableau des résultats de la recherche de naines brunes compagnes autour d'étoiles du voisinage solaire.

Nom	Type spectral	Dist. (pc)	Age (10 <sup>9</sup> ans)	Compagnon proche ?	Compagnon lointain ?	Particularité	PLMH (J, J, H) (")	Complétude à 50% (J, J, H)	Masse limite (M <sub>Sol</sub> )
GJ1207	M3.5V	9.6		Peut-être [d], [r]	Non	Champ normalement dense	1.5,1.5,1.4	21.5,18.3,18.0	0.03
GJ661	M3.0V + ?	6.4	Pas jeune [d]	Non [f], [r]	Non	Champ normalement dense	0.6,0.6,0.5	20.3,18.8,18.7	0.02
GJ663	K0V +K1V	6.0		Non [f]	Non, voir note	Champ très dense, A(V)=3.4	1.5,2.3,2.4	21.5,17.5,16.9	0.03
GJ664	K5V	6.0		Non [f]	Non	Champ très dense, A(V)=3	1.5,2.1,2.1	21.5,17.7,17.2	0.03
GJ667	K4V +K5V +M1.5V	7.2		Non [f], Peut-être [r]	Non	Champ très dense, A(V) ≥ 8	1.3,1.0,1.2	21.8,19.3,18.4	0.03
GJ673	K7.0V	7.7	Pas jeune [d]	Non [f], [r]	Non	Champ assez dense	0.5,0.5,0.5	20.2,18.9,18.4	0.03
GJ678.1	M0 +M6.5V	9.9	Disque jeune [b]	Peut-être [r]	Non	Champ assez dense	0.5,0.5,0.5	20.3,18.7,18.4	0.012
GJ680	M0	9.8			Non	Champ très dense mais pas d'absorption	1.9,1.6,1.5	21.0,18.2,17.9	0.03
GJ686	M0.0V	8.1		Non [r]	Non	Champ normalement dense	0.7,0.9,0.8	19.9,17.4,17.1	0.04
GJ2130	M2V +M2V + ?	6.2		HIP86963 [f]	Naine L arrière-plan	Champ très dense, A(V)=9	1.8,1.7,1.6	21.1,18.1,17.8	0.03
GJ695	G5IV +M3.5 +M4 +M5V	8.4		Non [r]	Voir note	Étoile centrale trop brillante	0.6,0.6,0.6		
GJ693	M2.0V	5.8			Non	Champ assez dense	1.8,1.9,2.1	21.1,17.7,17.2	0.03
GJ702	K0V + ?	5.1		Non [f]	Non	Champ très dense mais pas d'absorption	0.6,0.5,0.5	19.1,18.4,18.0	0.02
GJ721	A0	7.8		Non [f]	Voir note	Étoile centrale trop brillante	0.6,0.6,0.6		
GJ1230	M4.5V +M4.5V + ?	8.3		Non [r]	Non	Champ assez dense	0.7,0.5,0.7	19.9,18.7,18.0	0.03
GJ745	M1.5V +M2.0V	8.8			Non, voir note	Champ dense	0.5,0.5,0.5	20.1,18.9,18.6	0.03
GJ747	M3 +M5	8.2			Non	Champ dense	0.5,0.6,0.6	20.3,18.5,18.2	0.03
GJ752	M3.0V +M6.0V	5.8		Non [f], [r]	Non, voir note	Champ très dense	0.6,0.6,0.5	19.7,18.4,18.1	0.02



Tab 2.5. Tableau des résultats de la recherche de naines brunes compagnes autour d'étoiles du voisinage solaire.

Nom	Type spectral	Dist. (pc)	Age (10 <sup>9</sup> ans)	Compagnon proche ?	Compagnon lointain ?	Particularité	PLMH (I, J, H) (")	Complétude à 50% (I, J, H)	Masse limite (M <sub>Jup</sub> )
GJ754	M4.5V	5.7			Non	Champ normalement dense	1.7,1.4,1.3	21.2,18.7,18.1	0.02
GJ1235	M4.5V	10.0		Champ peuplé [s]	Non, voir note	Champ très dense, A(V)=3	0.5,0.6,0.5	20.1,18.3,18.2	0.03
GJ783	K2V + M3.5V	6.0			Non	Champ normalement dense	1.8,2.0,2.3	21.1,17.9,17.0	0.03
GJ784	M1/2V	6.2			Non	Champ peu dense	1.6,1.8,2.3	21.5,18.0,17.0	0.03
GJ785	K3V	8.8			Non	Champ peu dense	2.1,1.6,1.6	20.8,18.0,17.5	0.03
GJ1253	M5.0V	9.3		Peut-être [s]	Naine L arrière-plan	Champ dense	0.6,0.5,0.5	20.3,18.7,18.2	0.03
GJ791.2	M4.5V + ?	8.8	0.6 (Hyades) [h]	Non [s], [h], [i]	Non	Champ assez dense	0.5,0.5,0.5	20.4,18.9,18.6	0.007
GJ793	M2.5V	8.0		Non [f], [g], [i]	Non	Champ normalement dense	0.5,0.4,0.5	20.1,18.7,18.2	0.03
GJ799	M4 + M4.5 + DA [h]	9.9	0.02 - 0.15 (Assoc. locale) [h]	Peut-être [s]	Astéroïde Berouinka (4702)	Champ normalement dense	2.0,1.8,2.1	20.9,18.0,17.3	0.005
GJ803	M0-	9.9	0.1 (Pleiades) [d], 0.012 [e], 0.02 - 0.15 (Assoc. locale) [h]	Non [g], [h], [i]	Non	Champ normalement dense	1.6,1.4,1.8	21.3,18.5,17.5	0.001
HIP103039	MV	5.5		Non [f]	Non	Champ peu dense	1.8,1.2,1.5	21.3,18.9,17.9	0.02
GJ827	F7V	9.2	11.7 [e], 10.1 ± 1.7 [h]		Non	Champ peu dense, manque quadrant sud-ouest	2.6,2.1,2.1	20.3,17.6,17.2	0.05
GJ832	M2/3V	4.9			Non	Champ peu dense	2.1,1.1,1.1	20.8,18.9,18.6	0.02
GJ1276	WDZ9+	8.1					2.1,1.3,1.3	20.6,17.9,14.0	0.03[**]
GJ896	M3.5V + M4.5V + ? + ?	6.3		Non [f], [i]	Non, voir note	Champ peu dense	1.7,0.8,0.8	20.8,20.2,19.9	0.03

Notes :

- <sup>a</sup> (Ng & Bertelli, 1998) L'âge d'étoiles F et G est déterminé à partir d'isochrones
- <sup>b</sup> (Montes et al., 2001) L'appartenance à un groupe est basée sur la cinématique (*Moving Group*) L'association locale est âgée entre 20 et 150 millions d'années alors que les groupes de Castor, d'Ursa Major et des Hyades sont respectivement âgés de 200, 300 et 600 millions d'années.
- <sup>c</sup> (Lambert & Reddy, 2004) Âge basé sur l'abondance de lithium.
- <sup>d</sup> (Wichmann et al., 2003) Critères de jeunesse basés sur l'activité X, la cinématique et la présence de lithium.
- <sup>e</sup> (Zuckerman et al., 2001) L'appartenance au groupe  $\beta$  Pic toris est confirmée par la présence de lithium.
- <sup>f</sup> (Oppenheimer et al., 2001)
- <sup>g</sup> (McCarthy, 2001) À partir d'observations coronographiques à l'observatoire Lick.
- <sup>h</sup> (McCarthy, 2001) À partir d'observations coronographiques à l'observatoire Keck.
- <sup>i</sup> (Forveille & Delorme, 2005) À partir d'observations où le cœur de l'étoile centrale est saturé.
- <sup>j</sup> (Forveille & Delorme, 2005) À partir d'observations où le cœur de l'étoile centrale est saturé.
- <sup>k</sup> (Forveille & Delorme, 2005) À partir d'observations NAOS
- <sup>l</sup> (Song et al., 2002) Exès d'émission à  $25\mu\text{m}$
- \* Distance réévaluée à plus de 25 pc.
- \*\* Masse limite estimée à partir des magnitudes limites en *I* et *J* seulement.

Il est important de connaître l'âge d'une naine brune compagne pour pouvoir déterminer sa masse à partir des modèles d'évolution. On utilise l'hypothèse de coévalité, c'est-à-dire qu'on assigne au compagnon recherché le même âge que celui de l'étoile primaire. La détermination de l'âge des étoiles repose sur différents diagnostics qui sont véritablement des critères de jeunesse. Par exemple, Wichmann et al. (2003); Lambert & Reddy (2004) attribuent un jeune âge à partir de la présence de raies d'absorption de lithium et/ou d'émission de rayons X due à l'activité magnétique. Song et al. (2002) utilisent plutôt l'excès infrarouge dû à un disque d'accrétion comme critère de jeunesse. L'appartenance à une association jeune ou à un amas stellaire par les indices de cinématique (vitesse radiale et mouvement propre) est utilisée par Montes et al. (2001). Seules une vingtaine d'étoiles ont un estimé d'âge. Dans les cas où l'âge est inconnu, un âge générique de  $5 \times 10^9$  années est supposé. Dans le tableau 2.5, on dénote par "pas jeune" les étoiles pour lesquelles des indices de jeunesse ont été recherchés sans succès.

La masse limite de détection est calculée à partir des modèles de Baraffe et al. (2003). Ceux-ci donnent une masse correspondante pour chacune des deux bandes  $J$  et  $H$ . Comme les magnitudes limites en  $J$  et  $H$  se ressemblent, les deux masses sont généralement les mêmes. Toutefois, on ne conserve que la plus haute. La prochaine section traite de ce problème.

### 2.8.1 Magnitude limite et masse supérieure de détection

Jusqu'à quelle magnitude une naine brune aurait-elle pu être découverte dans ce relevé? Cela dépend de la couleur, donc du type de naine brune, mais les naines T que l'on cherche ont une couleur  $J - H \leq 0.2$ . La séquence des étoiles M tardives qui pourraient produire de faux candidats se trouve à  $J - H \approx 0.6$  et a une certaine largeur, soit  $0.5 \leq J - H \leq 0.7$  (voir la figure 8 de Leggett (1992)). Donc, une incertitude de 0.3-0.4 magnitude sur la photométrie  $J - H$  est suffisante pour discriminer une naine T d'une étoile M tardive qui n'aurait qu'une limite inférieure sur la photométrie en  $I$  la plaçant dans la zone des candidates. Selon quelques tests avec SExtractor, une incertitude de 0.3 sur chaque bande (donc  $0.3 \times \sqrt{2} \approx 0.4$  en  $J - H$ ) est typique d'une étoile tout juste à la limite de détection. Un simple test de complétude est donc suffisant pour

connaître la magnitude limite de sensibilité du présent survey. Il faut également que la non-détection en  $I$  soit suffisamment contrainte ( $I - J \geq 1.5 - 2.0$ ) pour s'affranchir d'une contamination des étoiles de la séquence principale ou des quasars. Encore là, un simple test de complétude en bande  $I$  suffit.

La magnitude de complétude est obtenue en introduisant cent étoiles artificielles d'une même magnitude connue dans l'image à étudier et en laissant SExtractor retrouver ces sources de la même façon que pour la détection de sources véritables. Les étoiles artificielles générées sont des gaussiennes avec la même PLMH que les images originales. Le processus est répété à différentes magnitudes jusqu'à ce que le nombre de sources artificielles récupérées soit zéro. La définition de "complétude" est quelque peu arbitraire mais ici, la magnitude à laquelle 50% des sources artificielles sont récupérées est adoptée. Une complétude à 90% est obtenue à une magnitude environ 0.3 magnitude plus brillante dans le cas des images CFHTIR.

Par exemple, sur le champ de GJ570, cette limite est atteinte à  $J = 18.1$  et  $H = 17.5$  et, puisque la couleur d'une naine T est  $J - H \leq 0.2$ , c'est la bande  $H$  qui est limitante. Pour GJ570, la limite de complétude (à 50%) en bande  $I$  est  $I = 21.5$  ce qui implique  $I - J \geq 3.4$ . La photométrie en bande  $I$  est donc assez profonde et n'est pas limitante. On constate qu'une naine brune de type T de magnitude apparente  $H \leq 17.5$ ,  $J \leq 18.1$  avec une limite inférieure en  $I - J \geq 3.4$  aurait pu être détectée dans le champ de GJ570.

Connaissant la distance de GJ570, 5.9 pc, on trouve la magnitude absolue  $M = m - 5 \log(5.9 \text{ pc}/10 \text{ pc}) = m + 1.1$ . Donc, une naine brune de magnitude absolue  $J \leq 19.3$ ,  $H \leq 18.6$  aurait pu être détectée. En supposant un âge moyen de  $\sim 5 \times 10^9$  années pour les astres dans le disque galactique et en se reportant à la figure 2.5, on trouve que ces magnitudes correspondent à des naines brunes de  $\sim 30 M_{\text{Jup}}$ . À défaut de connaître l'âge précis de GJ570, c'est le meilleur estimé que l'on puisse faire de la masse limite supérieure de détectabilité d'une naine brune associée à GJ570. Notons que la masse limite est déterminée en utilisant toujours la bande limitante,  $H$  dans le cas de GJ570.

Aux fins du calcul de masse limite, les tables des modèles de Baraffe et al. (2003) n'ont pas été interpolées. Ces tables sont données pour chaque intervalle de  $0.010 M_{\text{Sol}}$  dans le régime considéré. On trouve qu'une grande majorité des champs ont une sensibilité de

détection jusqu'à  $0.030 M_{\text{Sol}}$  ou  $\sim 30 M_{\text{Jup}}$ .

### 2.8.2 Recherche dans les ailes de l'étoile centrale

La recherche de compagnons à proximité de l'étoile centrale n'était pas l'objet de cette étude. Les temps d'exposition utilisés saturaient fortement l'étoile centrale. Néanmoins, il est intéressant d'explorer quelle est la sensibilité de ce relevé aux compagnons de faible séparation. En guise de test, l'étoile GJ229 a été observée. Malheureusement, GJ229B n'a pas été détectée par ma méthode de sélection de candidates car l'image en bande  $I$  est saturée par l'étoile primaire à cette séparation. Une inspection visuelle ultérieure a permis de repérer GJ229B dans les deux bandes IR, mais à la limite de détection.

Les ailes de l'étoile primaire s'étendent jusqu'à un rayon de  $15''$  (en  $J$  et  $H$ ) à  $30''$  (en  $I$ ) dans le cas d'une étoile M2V (GJ465) observée à CTIO. Bien sûr, cela dépend de la magnitude apparente de l'étoile centrale, donc du type spectral. Mais GJ465 est assez typique des étoiles de cet échantillon en général. Dans le cas des images prises au TCFH, le *seeing* était meilleur et les ailes s'étendent moins loin. Par exemple, dans le cas de GJ661, une étoile M3V, les ailes vont jusqu'à  $20''$ - $25''$ . Afin d'être conservateur, la masse limite de sensibilité aux naines brunes s'applique donc dans un rayon de  $30''$  autour de l'étoile primaire, ce qui, pour la distance moyenne des étoiles de cet échantillon, 8.2 pc, équivaut à  $\sim 250$  UA. En tenant compte de la distance de chaque étoile, la moyenne est plutôt de 210 UA.

Heureusement, plusieurs cibles observées pour mon projet ont fait l'objet d'imagerie à haute résolution angulaire (imagerie dans l'infrarouge proche, avec optique adaptative ou imagerie avec le télescope spatial). Mon projet partage 38 des 163 étoiles observées par Oppenheimer et al. (2001). Ceux-ci ont observé les 163 étoiles situées à l'intérieur d'un rayon de 8 pc du Soleil avec optique adaptative et coronographie et n'ont trouvé qu'un seul compagnon : GJ229B. Lowrance (2001) a observé un échantillon de près de 50 étoiles jeunes ( $\leq 150 \times 10^6$  années) à moins de 30 pc mais aucune ne se trouve dans mon échantillon. De même, aucune source commune n'existe avec Siegler et al. (2003) qui ont observé 30 étoiles de type M7 et plus avec Gemini. Plusieurs étoiles sont communes avec l'échantillon de Forveille & Delorme (2005) toujours en cours qui utilise AOB-KIR au

TCFH pour confirmer par mouvement propre le compagnonnage de toutes les naines M à l'intérieur de 10 pc. Des quelques compagnons (confirmés ou suspectés) découverts par Forveille & Delorme, aucun n'est de masse substellaire. Bref, aucun compagnon à faible séparation n'est connu dans mon échantillon.

### 2.8.3 Séparation maximale sondée

La séparation maximale sondée dépend du champ de vue de la caméra IR utilisée, du recoupement entre les quatre quadrants et de la distance à l'objet. Dans le cas des images du TCFH, la distance entre l'étoile centrale et le bord de chaque quadrant est généralement d'environ 195'' (ceci n'inclut que la portion de l'image finale où toutes les images brutes se superposent). À la distance moyenne des étoiles de cet échantillon, ceci équivaut à  $\sim 1600$  UA. Dans le cas des images de CTIO, cette même mesure est de 205'', donc  $\sim 1700$  UA. Évidemment, les coins des images sondent à une plus grande séparation mais pas de façon complète. En tenant compte de la distance de chaque étoile, la moyenne de séparation maximale est de 1400 UA. Donc, le régime de séparation sondé à la limite de complétude est de  $\sim 200 - 1400$  UA.

### 2.8.4 Commentaires pour les champs particuliers

Des commentaires sont donnés pour certains champs qui ont des caractéristiques particulières comme de l'extinction, des problèmes mineurs comme une couverture spatiale partielle, ou recèlent des candidates L ou M. Les champs n'ayant rien de particulier ne sont pas détaillés.

#### GJ216

Le quadrant sud-est est manquant, donc la non-détection de candidate ne s'applique que sur 3/4 du champ.

#### GJ229

Le quadrant sud-est est manquant, donc la non-détection de candidate ne s'applique que sur 3/4 du champ. GJ229B n'a pas été détectée par ma méthode de sélection de candidates car l'image en bande *I* est saturée par l'étoile primaire à cette séparation.

Une inspection visuelle ultérieure a toutefois permis de repérer GJ229B dans les deux bandes IR, mais à la limite de détection.

#### GJ432

Il y a un compagnon proche à  $15.8''$  au sud-est de l'étoile primaire avec  $J - H = 0.8$  mais l'image  $I$  est saturée à cet endroit. La nature de cet objet est inconnue. Aucune donnée à haute résolution n'est disponible pour cette étoile.

#### GJ480.1

Une étoile rouge  $I - J = 2.7$ ,  $J - H = 0.5$  à la position  $x, y = 1145, 498$  du cube des trois bandes ( $127''$  à l'ouest,  $90''$  au sud de GJ480.1) a les couleurs d'une naine M très tardive. Elle est brillante et apparaît bien en  $I$ . Avec une magnitude apparente  $J = 16.9$  et en supposant une magnitude absolue de  $M_J \approx 11$ , cette étoile doit se trouver à une distance de  $\sim 150$  pc, non-associée à GJ480.1 en arrière-plan.

#### GJ486

Un astéroïde est visible à la position  $\alpha = 12h47m45s$ ,  $\delta = +9d45'36''$  et se déplace à la vitesse de  $5.8''$ /heure vers le sud,  $0.0''$ /heure en ascension droite. Au moment de l'observation, à 6h58m, le 29 mai 2002 (temps universel), l'astéroïde 2002 GA105 avait les mêmes coordonnées et le même déplacement.

#### GJ570

La naine T GJ570D a été retrouvée par ma méthode. Sa magnitude est de  $I = 20.3 \pm 0.10$ ,  $J = 15.1 \pm 0.03$ ,  $H = 15.1 \pm 0.03$  et sa couleur est de  $I - J = 5.1 \pm 0.10$ ,  $J - H = 0.0 \pm 0.04$  ce qui la place clairement dans la zone des naines T. À titre de comparaison, Burgasser et al. (2000) mesurent  $J = 15.33 \pm 0.05$ ,  $H = 15.28 \pm 0.09$ , donc  $J - H = 0.05 \pm 0.10$  alors que Dahn et al. (2002) mesurent  $I_C - J = 5.6 \pm 0.2$ .

#### GJ618

Les diagrammes couleur-couleur montrent que ce champ souffre d'environ 3.5 magnitudes d'extinction visuelle ( $A_V = 3.5$ ). Les nombreuses sources avec  $I - J \approx 2.5$  sont nettement sur la branche des étoiles M après une correction de  $\Delta(I - J) = -0.8$ .

#### GJ631

Deux objets rouges à la limite de détection apparaissent. L'un a une couleur  $I - J = 2.4$ ,  $J - H = 0.3$  et l'autre une couleur  $I - J = 2.7$  et une couleur  $J - H$  très incertaine, ce qui laisse croire que tous deux sont des étoiles M tardives en arrière-plan. Les deux ont des magnitudes  $J \geq 18.4$  qui rend difficile une détermination fiable de leur nature.

#### GJ633

Les diagrammes couleur-couleur montrent une très forte absorption par la poussière. L'extinction visuelle,  $A_V$ , est de plus de 6 magnitudes et semble nettement variable selon la ligne de visée puisqu'il y a une forte dispersion du diagramme couleur-couleur. Dans ces circonstances, il est très difficile de tirer des conclusions sur l'existence de candidates autour de cette étoile.

#### GJ644

Une source très rouge avec  $I - J = 2.65 \pm 0.30$ ,  $J - H = 0.38 \pm 0.30$  est perceptible à la position  $\alpha=16^h55^m24.7^s$ ,  $\delta=-08^d21'21.9''$ s, J2000. Avec ces couleurs, il s'agit probablement d'une étoile M du champ en arrière-plan quoique sa magnitude  $I = 21.4$ ,  $J = 18.8$  et  $H = 18.4$  la place au-delà de la limite de complétude.

#### GJ663

Ce champ subit environ 3.4 magnitudes d'extinction visuelle ( $A_V = 3.4$ ) et est très densément peuplé. Il est très difficile de confirmer la nature de tous les candidats de type naine L par inspection visuelle. Les nombreuses sources avec une couleur  $I - J \geq 4$  de type naine T sont situées à la hauteur de l'étoile primaire, là où la saturation se prolonge le long des colonnes du CCD dans l'image I.

#### GJ664

Ce champ est densément peuplé d'étoiles et souffre en moyenne d'environ 3 magnitudes visuelles d'absorption. Une source très rouge à  $\alpha=17^h16^m27.7^s$ ,  $\delta=-26^d31'05''$  avec des magnitudes de  $R = 19.0$ ,  $I = 13.6$ ,  $J = 9.68$ ,  $H = 8.27$ ,  $K = 7.37$  est fort probablement une étoile très lumineuse subissant environ 9-11 magnitudes d'absorption visuelle car aucun mouvement propre n'est détecté sur les images à deux époques du *Digitized Sky Survey*. Ce qui semble être un astéroïde qui bouge entre



les images  $J$  et  $H$  du premier quadrant est en fait un artefact qui s'est glissé dans la combinaison des images.

#### GJ667

Ce champ subit une très forte extinction de l'ordre de  $A_V \geq 8$ . Les dizaines de candidates avec  $I - J \geq 3$  et  $J - H \geq 1$  n'ont pas été retenues. Aucune candidate de naine brune de type T ne s'est avérée.

#### GJ695

La trop grande brillance de l'étoile centrale noie presque toutes les sources du champ. Aucune extraction de sources n'a été possible et l'on ne considère pas ce champ dans l'analyse.

#### GJ721

La trop grande brillance de l'étoile centrale noie presque toutes les sources du champ. Aucune extraction de sources n'a été possible et l'on ne considère pas ce champ dans l'analyse.

#### GJ745

Quelques sources très rouges avec  $2.4 \leq I - J \leq 2.7$  sont présentes mais dépassent la limite de détection et leur identification à des étoiles M tardives reste marginale.

#### GJ752

Ce champ contient une population dense d'étoiles près du plan galactique. Une dizaine de sources très rouges ayant des couleurs d'étoiles M tardives sont trouvées. Mais toutes dépassent la limite de complétude du champ et leur photométrie est trop marginale pour permettre la détermination précise de leur nature.

#### GJ799

L'astéroïde Berounka (4702) apparaît sur 8 images individuelles en bandes  $J$  et  $H$  entre 9h04m44s et 9h10m11s, le 27 juillet 2002 (temps universel) à la position  $\alpha=20h42m01.4s$ ,  $\delta=-32d26'48''$ . Son mouvement total apparent est de  $2.7''$  (ouest),  $0.4''$  (sud). Cet astéroïde est bien étudié et n'a pas besoin de nouvelles observations selon le site web <http://scully.harvard.edu/~cgi/MPCcheck.COM> du *Minor Planet Center* à l'institut *Center for Astrophysics* d'Harvard.

## GJ827

Le quadrant sud-ouest de l'image en bande  $I$  est manquant. Donc, la surface couverte pour ce champ n'est que de 75%.

## GJ1235

Ce champ est très dense et souffre d'une extinction d'environ  $A_V = 3$ . Dans ces circonstances, le suivi de toutes les sources rouges n'est pas systématique. Chose certaine, aucune source correspondant à la couleur d'une naine T n'est présente.

## GJ1253

Une source très rouge à la position  $\alpha=20^{\text{h}}26^{\text{m}}09.2^{\text{s}}$ ,  $\delta=+58^{\text{d}}31'41''$  (J2000.0) est vraisemblablement une naine L2-L5 avec  $I_C = 21.75$ ,  $J = 18.95$ ,  $H = 18.27$  et  $J - H = 0.68$ . Sa couleur  $I - J$  après correction du terme de couleur du filtre  $I$  est  $I - J = 3.6$  ce qui correspond à un type L hâtif. La magnitude absolue ( $M_J \approx 12 - 13$ ) de cette naine L la place à une distance de 150 - 240 pc, en arrière-plan de GJ1253.

## GJ2130

Ce champ subit une très forte extinction de l'ordre de  $A_V \geq 8$ . Les centaines de candidates avec  $I - J \geq 3$  et  $J - H \geq 1$  n'ont pas été retenues. Mais les sources avec  $J - H \leq 0.5$  et  $I - J \geq 3.0$  ont été inspectées visuellement. Une source à la position  $\alpha=17^{\text{h}}46^{\text{m}}17.9^{\text{s}}$ ,  $\delta=-32^{\text{d}}04'51''$  avec  $I = 19.6 \pm 0.1$ ,  $J = 16.0 \pm 0.1$ ,  $H = 15.5 \pm 0.2$  présente les propriétés d'une naine L hâtive ( $M_J \approx 12 - 13$ ) à une distance de 40 - 60 pc, donc en arrière-plan.

## HIP54298

Une source à la position  $\alpha=11^{\text{h}}06^{\text{m}}34.3^{\text{s}}$ ,  $\delta=-53^{\text{d}}19^{\text{m}}03^{\text{s}}$ , J2000 avec  $R = 17.89$ ,  $I_{\text{ctio}} = 14.9$ ,  $I_{\text{DENIS}} = 15.29$ ,  $J_{\text{DENIS}} = 10.94$ ,  $K_{\text{DENIS}} = 9.08$ ,  $K_{2\text{MASS}} = 8.75$  a les couleurs  $I - J = 4.2$ ,  $J - H = 1.0$ ,  $J - K = 1.9$  d'une naine brune de type  $L5 \pm 3$ . Ce type spectral a une magnitude absolue de  $M_J = 14.5$  ce qui place cette source à seulement 1.6 pc et lui donne le titre potentiel de plus proche naine brune connue! Cependant, son mouvement propre très faible,  $(-18 \pm 5, 24 \pm 29)$  milli-secondes d'arc/an (Hipparcos), indique qu'il s'agit plus vraisemblablement d'une

étoile en arrière-plan souffrant d'extinction. Retracer le type spectral est difficile car la séquence principale de la plupart des diagrammes ( $R - I$  vs.  $J - K$ , par exemple) est parallèle au vecteur d'extinction. Cependant, l'extinction visuelle est estimée à  $A_V = 12 \pm 3$ .

HIP54298 est exclue de l'analyse statistique de binarité car sa distance a été révisée à plus de 25 pc après les observations.

### LHS2930

Une candidate naine L se trouve à la position  $\alpha=14^{\text{h}}30^{\text{m}}25.5^{\text{s}}$ ,  $\delta=+59^{\circ}46'11''$  avec  $J = 18.24$ ,  $H = 17.37$ ,  $I_{\text{Hawaii-1}} = 21.01$ . En adoptant les corrections de Lucas & Roche (2000) pour le filtre  $I_C = I_{\text{Hawaii-1}} + 0.273 \times (I_{\text{Hawaii-1}} - J_{\text{Hawaii-1}})$ , les couleurs sont  $J - H = 0.87$ ,  $I_C - J = 3.5$ . Il s'agit vraisemblablement d'une naine L de type L hâtif ( $M_J \approx 12 - 13$ ) à une distance de 110-175 pc.

### NS1456-2809

Il y a une naine brune de type L de champ à la position  $\alpha=14^{\text{h}}56^{\text{m}}23.1^{\text{s}}$ ,  $\delta=-28^{\circ}06^{\text{m}}52.1^{\text{s}}$ , J2000. Ses couleurs  $I - J = 3.6 \pm 0.17$ ,  $J - H = 0.7 \pm 0.10$  suggèrent un type spectral L hâtif, donc une magnitude absolue de  $M_J = 12 - 13$  (Dahn et al., 2002). Ses magnitudes apparentes sont de  $I = 21.1 \pm 0.15$ ,  $J = 17.5 \pm 0.08$  et  $H = 16.8 \pm 0.06$ , ce qui implique une distance entre 80 et 125 parsecs. Il s'agit d'une naine brune de champ située en arrière-plan de NS1456.

## 2.9 DISCUSSION

### 2.9.1 Taux de binarité

Comment le fait de n'avoir découvert aucune nouvelle naine brune autour des 62 étoiles sondées permet-il de contraindre le taux de binarité des naines brunes à grande séparation ? Comment ce taux change-t-il avec l'inclusion de GJ570 dans l'échantillon ? Quelle correction faut-il apporter pour compenser la non-sensibilité aux compagnons de masse plus faible que la limite de détection ?

Supposons que  $n_{nb}$  cibles sur un échantillon de  $n_*$  aient un compagnon détecté. Le

taux de binarité des naines brunes autour des étoiles de la séquence principale est simplement  $f_{nb} = \frac{n_{nb}}{n_*}$ .

La probabilité que cette détermination soit juste dépend évidemment du nombre d'étoiles incluses dans l'échantillon mais aussi de la valeur réelle du taux de binarité (par valeur réelle, on entend celle retrouvée à la limite quand l'échantillon est complet et contient toutes les étoiles possibles). L'équation suivante (Burgasser et al., 2003) décrit la probabilité des valeurs du taux de binarité :

$$P_{n_{nb}}(f_{nb}) = f_{nb}^{n_{nb}} (1 - f_{nb})^{n_* - n_{nb}} \frac{n_*!}{(n_* - n_{nb})! n_{nb}!} \quad (2.1)$$

Autrement dit, pour chaque valeur de taux de binarité réel est associée une probabilité que ce taux soit celui déterminé par les observations. La courbe de distribution des probabilités dépend du nombre de naines brunes détectées et de l'échantillon d'étoiles sondé.

La figure 2.12 trace ces courbes dans les trois cas considérés, c'est-à-dire dans le cas où 1) GJ570 est exclue (0 détection sur 62 cibles), 2) GJ570 est incluse complètement (1 détection sur 63 cibles) et 3) GJ570 est incluse avec 50% de probabilités (0.5 détection sur 62.5 cibles).

Dans le cas où GJ570 est simplement exclue de notre échantillon, le taux de binarité est de  $f_{nb} = 0.0^{+4.7}_{-0.0}\%$ . L'incertitude de 4.7% correspond à la limite supérieure du taux de binarité à un niveau de confiance de 95%. Cette valeur serait de 7.3% pour un niveau de confiance de 99% et de 1.9% à un niveau de confiance de 68%. Dans le cas le plus optimiste où GJ570 est incluse à 100%,  $f_{nb} = 1.6^{+5.4}_{-1.5}\%$ . Dans le cas où GJ570 est incluse à 50% (c'est-à-dire la probabilité que cette cible ait été observée sans égard à la présence d'une compagne déjà connue),  $f_{nb} = 0.8^{+5.1}_{-0.8}\%$ . Inclure ou non GJ570 n'a finalement qu'une faible influence sur le taux de binarité observé, compte tenu des incertitudes qui se chevauchent.

Comme ce sondage n'est pas sensible aux naines brunes de masse inférieure à  $\sim 30 M_{Jup}$ , seule une fraction des compagnes potentielles peut être observée. Pour compenser ce biais, on peut supposer que les naines brunes compagnes suivent la même fonction

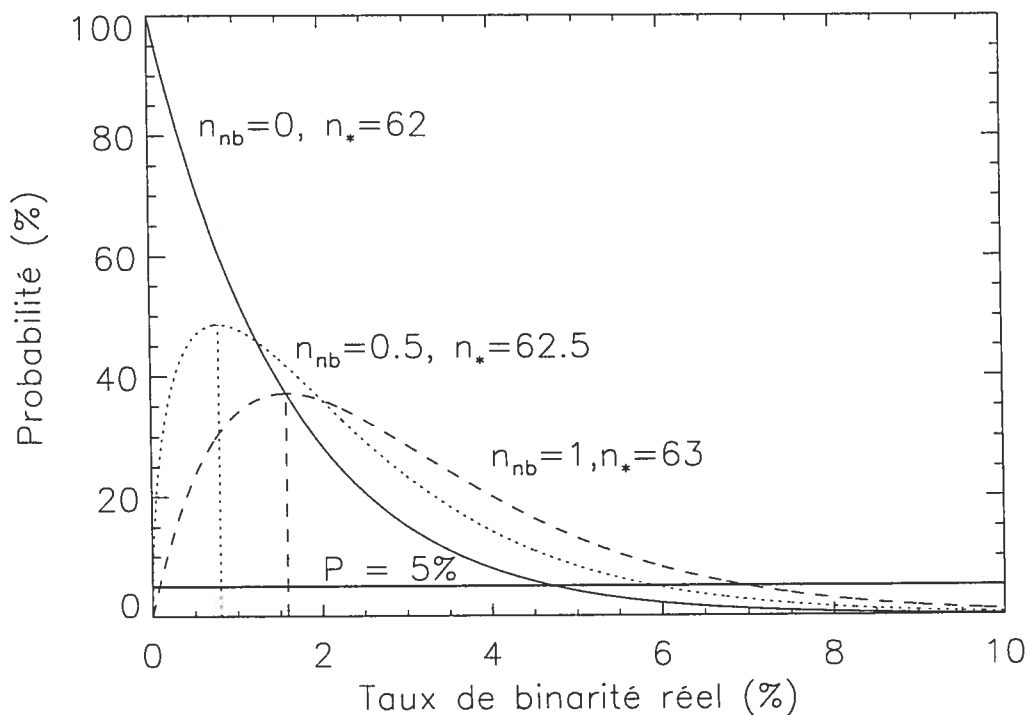


FIG. 2.12 - Taux de binarité des naines brunes en association avec une étoile à grande séparation, pour une limite de détection de  $m_{lim} \approx 0.030 M_{Sol}$ . Trois cas sont considérés : 1) GJ570 est exclue (0 détection sur 62 cibles), 2) GJ570 est incluse avec 50% de probabilités (0.5 détection sur 62.5 cibles) et 3) GJ570 est incluse complètement (1 détection sur 63 cibles). Les taux de binarité mesurés au maximum des distributions sont respectivement de  $f_{nb} = 0.0_{-0.0}^{+4.7}\%$ ,  $f_{nb} = 0.8_{-0.8}^{+5.1}\%$ ,  $f_{nb} = 1.6_{-1.5}^{+5.4}\%$  où l'incertitude adoptée est celle où la probabilité chute sous les 5%.

de masse initiale que celle du champ ou que celle des amas jeunes,  $\frac{dn}{dm} \propto m^{-1.55}$  (Charbrier, 2002). Dans ce cas, le nombre de naines brunes observées par rapport au nombre corrigé réel est :

$$n_{nb}^c = n_{nb} \times g_{complet} \quad (2.2)$$

où

$$g_{complet} = \frac{\int_{m_{lim}}^{0.075} FMI(m) dm}{\int_{0.013}^{0.075} FMI(m) dm} \quad (2.3)$$

Ici, on adopte la définition d'une naine brune basée sur la masse (de 0.013 à 0.075  $M_{Sol}$ ) et la masse limite dépend de la distance, de l'âge et de la magnitude limite atteinte pour chaque cible. Pour ce sondage,  $m_{lim} \approx 0.030 M_{Sol}$ , donc  $g_{complet} = 0.40$  et le nombre corrigé de naines brunes est :

$$n_{nb}^c = n_{nb} \times \frac{1}{g_{complet}} = n_{nb} \times \frac{1}{0.4} \quad (2.4)$$

et le taux de binarité corrigé est :

$$f_{nb}^c = \frac{n_{nb} \times \frac{1}{g_{complet}}}{n_*} = \frac{f_{nb}}{g_{complet}} \quad (2.5)$$

où  $f_{nb}$  est le taux de binarité observé.

Après correction du taux de binarité observé pour tenir compte de la non-sensibilité aux naines brunes de faible masse,

Le nombre corrigé de naines brunes détectées devient  $n_{nb}^c = \frac{n_{nb}}{0.4} = 0/0.4 = 0$  si GJ570 est exclue,  $n_{nb}^c = 0.5/0.4 = 1.25$  si elle est incluse à 50% et  $n_{nb}^c = 1/0.4 = 2.5$  si elle est incluse entièrement. Après avoir retracé des courbes de probabilité avec ces nouvelles valeurs de détection (mais les mêmes valeurs de taille d'échantillon), les taux de binarité corrigés sont :  $f_{nb}^c = 0.0^{+4.7\%}_{-0.0\%}$ ,  $f_{nb}^c = 2.0^{+5.6\%}_{-1.8\%}$  et  $f_{nb}^c = 4.0^{+6.0\%}_{-3.0\%}$ , respectivement.

### 2.9.2 Le taux de binarité obtenu par d'autres auteurs

Trois études ont touché au taux de binarité des naines brunes autour d'étoiles de la séquence principale : celle de Gizis et al. (2001) qui a motivé ce projet de thèse, celle

de Simons et al. (1996) et Hinz et al. (2002) qui n'était pas très sensible; et celle de McCarthy & Zuckerman (2004), publiée plus récemment.

Simons et al.; Hinz et al. ainsi que McCarthy & Zuckerman obtiennent les mêmes résultats que ceux du présent sondage. Le taux de binarité mesuré est de quelques pourcents.

Simons et al.; Hinz et al. n'ont détecté aucune candidate. Leur échantillon, 66 étoiles du champ à moins de 8 pc, a été observé à deux époques séparées de sept ans en bande  $J$ . Leur magnitude limite,  $J \approx 16.5$ , correspond à une masse limite de détection de  $\sim 40M_{\text{Jup}}$  en supposant un âge de 5 milliards d'années. Leur champ de vue de 4' sonde entre 100 et 1400 UA. Le présent projet de thèse repousse de  $10 M_{\text{Jup}}$  la limite de détection obtenue par Simons et al.; Hinz et al. tout en utilisant une méthode différente.

McCarthy & Zuckerman ont effectué un sondage coronographique infrarouge et optique de 178 étoiles jeunes (300 millions d'années) situées en moyenne à 13.8 pc. Leur limite de détection de  $30 M_{\text{Jup}}$  est valide entre 10" et 90", soit 140-1150 UA. Ils ne trouvent qu'une seule candidate, probablement une naine brune binaire (NB+NB) autour de GJ 577 et concluent que le taux de binarité est très faible à  $0.7 \pm 0.7\%$ . Notons que leur étude, malgré une couverture angulaire plus restreinte, sonde presque aussi loin (en séparation) que ce projet de thèse car leurs cibles sont généralement plus distantes. De plus elle atteint la même masse limite grâce à un échantillon ne visant que des étoiles jeunes.

Le résultat de McCarthy & Zuckerman sur un échantillon jeune combiné au présent résultat de thèse sur un échantillon d'un ordre de grandeur plus âgé montre que le taux de binarité est probablement déterminé dès l'époque de formation. Autrement dit, le faible taux observé sur la population âgée du champ n'est pas le résultat d'un lent dépeuplement par interactions gravitationnelles avec les étoiles du disque galactique. Notons que ce résultat est en accord avec Weinberg et al. (1987) qui, sur des bases théoriques, ne prévoyait pas non plus que les rencontres fortuites dans le disque galactique puissent arracher les compagnons à grande séparation.

La troisième étude mesurant le taux de binarité à grande séparation est celle de Gizis et al. (2001). Celle-ci trouve un taux de binarité élevé de  $18 \pm 14\%$ . Comment expliquer

le faible recroisement entre l'étude de Gizis et al. et les autres résultats ?

Le taux de binarité estimé par Gizis et al. est basé sur deux naines L (tirées d'un échantillon complet de 40 naines L situées à l'intérieur de 25 pc) et une naine T (échantillon complet : 17 naines T) du champ découvertes par 2MASS puis identifiées par la suite comme étant compagnes à grande séparation d'étoiles du voisinage solaire. Il s'agit donc de statistiques de petits nombres. Néanmoins, les probabilités d'observer trois compagnes sur 57 naines brunes sont très faibles (1.8% si le taux de binarité réel était de 1%<sup>4</sup>) ce qui laisse croire que le taux de binarité réel est supérieur à 1%, ou que, plus vraisemblablement, l'échantillon observé par Gizis et al. est peu représentatif de la population de naines brunes et/ou d'étoiles primaires.

Gizis et al. calculent le taux de binarité de la façon suivante :  $f_{nb} = \frac{g_w \rho_L}{y_L \rho_\star}$  où  $\rho_L$  est la densité volumique de naines L,  $\rho_\star$  est la densité volumique d'étoiles de type F-M0,  $g_w$  est la fraction des naines brunes observées associées à une étoile,  $y_L$  est la fraction des naines brunes qui sont de type L et suffisamment brillantes pour être observables. Gizis et al. adoptent  $g_w = 0.05 \pm 0.03$  (3 compagnes sur 57 naines),  $y_L = 0.08$  (en supposant que la FMI des naines brunes du champs suit la même loi que celle des amas :  $\frac{dN}{dM} \propto M^{-0.7}$ ),  $\rho_L = 0.0057 \pm 0.0025 \text{pc}^{-3}$  (sachant que la magnitude limite de 2MASS est de  $K_s = 14.7$  et utilisant le test  $1/V_{max}$ ),  $\rho_\star = 0.020 \pm 0.001 \text{pc}^{-3}$  (si l'on exclue les étoiles de type M dont l'échantillonnage à 25 pc n'est pas complet). Donc,  $f_{nb} = \frac{g_w \rho_L}{y_L \rho_\star} = 0.18 \pm 0.14$ .

La décision d'exclure les étoiles de type M a un grand impact sur  $f_{nb}$  puisque la majorité des étoiles sont de type M. Le nombre d'étoiles de la séquence principale effectivement sondées par 2MASS devrait être revu à la hausse. Il est vrai que le catalogue des naines M situées à moins de 25 pc est très incomplet. Selon les estimés de Henry et al. (2002), en extrapolant la population complète des étoiles situées à moins de 5 pc, 3/4 des étoiles à l'intérieur de 25 pc ne sont pas encore répertoriées, la plupart étant des étoiles M. Cependant, parmi les 261 étoiles connues à moins de 10 pc, environ  $\sim 40$  sont de type O,B,A,F,G ou K, 123 sont spectroscopiquement identifiées comme M, et les  $\sim 100$  restantes ont une luminosité faible les classant vraisemblablement aussi comme M. Ainsi,

<sup>4</sup>Cette probabilité est le résultat de  $10^6$  tirages aléatoires de 57 naines à partir d'une population binomiale dont le taux réel de binarité est de 1%.



dans l'échantillon de 10 pc, plus de 200 ( $\sim 75\%$ ) étoiles M sont écartées par Gizis et al. dans leur estimation de la densité volumique des étoiles. Si l'on apporte une correction pour cet effet,  $\rho_*$  triple et  $f_{nb}$  décroît d'un facteur 3 à  $f_{nb} = 0.06$ .

Par ailleurs, il est remarquable de constater que les trois compagnes de Gizis et al. orbitent des étoiles relativement massives de type G0V, G1V+G3V et K4V+M1.5V+M3V. D'ailleurs, parmi la vingtaine d'étoiles ayant une naine brune comme compagne (voir tableau 2.1), seules 7 sont de type M alors que 13 des étoiles primaires sont de type plus hâtif. Le processus qui permet à une naine brune d'être associée à une étoile (par formation ou par capture) semble être plus efficace chez les étoiles plus massives.

Les simulations numériques de Bate et al. (2003) de nuages moléculaires en effondrement montrent que la formation de naines brunes est prédominante dans les systèmes multiples où les naines brunes se retrouvent généralement en périphérie d'un système hiérarchique avec deux étoiles plus massives au centre. Ils vont jusqu'à prévoir la présence d'une étoile binaire au centre des quelques systèmes avec une naine brune à grande séparation orbitant ce qui semble être une étoile simple. Dans ce contexte, il est intéressant de noter que, parmi les 8 systèmes comprenant une étoile F, G ou K accompagnés d'une naine brune à plus de 100 UA, 4 sont des systèmes binaires ou multiples et 4 ont une étoile centrale simple. Est-ce à dire que Bate et al. ont raison? Il faut consulter l'exhaustive étude de Duquennoy & Mayor (1991) de 164 étoiles primaires de type G pour comprendre que la multiplicité des étoiles G se distribue dans les proportions suivantes : *simple* : *binaire* : *triple* : *quadruple* = 57 : 38 : 4 : 1. Ceci inclut les binaires spectroscopiques. Il n'est donc pas clair s'il y a, ou pas, une prévalence d'étoiles multiples dans l'échantillon d'étoiles accompagnées d'une naine brune. D'avoir deux systèmes triples parmi huit systèmes est toutefois indicateur d'une différence avec un échantillon aléatoire d'étoiles G. Évidemment, il s'agit ici de statistiques de petits nombres et l'un de ces systèmes triples se trouve dans une région de formation d'étoiles où il est généralement accepté que la multiplicité est significativement plus élevée. De plus, au moins une des étoiles simples, GJ417, a été étudiée spectroscopiquement par Duquennoy & Mayor sans que ne soit détecté aucun compagnon. Donc, à moins que ce système ne soit vu par le pôle, il existe au moins un cas dont la formation n'est pas expliquée par les simulations

de Bate et al..

S'il s'avérait qu'effectivement, les naines brunes accompagnent davantage les systèmes déjà binaires, cela indiquerait que le taux de binarité observé par Gizis et al. ne peut pas être généralisé à toute la population d'étoiles, mais seulement à cette fraction qui est constituée de binaires serrées ou de systèmes dits hiérarchiques. Dans ce cas, le taux de binarité anormalement élevé rapporté par Gizis et al. pourrait mieux s'inscrire dans le résultat de ce projet de thèse et des études par McCarthy & Zuckerman et Simons et al.; Hinz et al.. Il serait très intéressant de poursuivre la recherche de naines brunes autour d'un échantillon d'étoiles F,G,K binaires serrées pour voir si la prévalence de naines brunes se vérifie dans ces systèmes, tel que les simulations de Bate et al. le montrent. En parallèle, l'imagerie à haute résolution et le suivi spectroscopique de l'étoile primaire des quelques systèmes connus possédant une naine brune autour d'une étoile simple devraient être effectués. Selon la base de données NSTARS (Henry et al., 2002), 149 systèmes contenant une étoile G sont répertoriés à l'intérieur de 25 pc. Parmi ces systèmes, 102 sont simples, 39 sont doubles et 8 sont multiples à un plus haut degré. En se basant sur les résultats de Duquennoy & Mayor (1991), c'est donc dire que près de la moitié des étoiles G simples ont un compagnon encore indétecté. La possibilité est donc ouverte que quelques-unes des étoiles simples associées à une naine brune soient en fait doubles.

L'âge pourrait être une explication alternative pouvant répondre au taux de binarité élevé trouvé par Gizis. En effet, s'il s'avérait que les naines brunes détectées sont très jeunes, donc peu massives, la détection des naines brunes aurait pu être beaucoup plus sensible aux faibles masses que prévu et le facteur de complétude,  $y_L$ , devrait alors être beaucoup plus grand que 0.08. Cette hypothèse semble devoir être rejetée sur la base des estimés d'âge effectués par Wilson et al. (2001), Kirkpatrick et al. (2001) et Burgasser et al. (2000).

### 2.9.3 La fonction de masse des naines brunes galactiques

Le nombre important de champs observés, et leur profondeur, confère à ce projet un intérêt qui dépasse simplement la détermination du taux de binarité des naines brunes. Des contraintes sur la fonction de masse galactique des naines brunes peuvent être fixées.

Autrement dit, on veut vérifier les prédictions de Chabrier (2002) qui calcule le nombre de naines brunes attendues selon la couverture angulaire et la magnitude limite d'un survey.

Dans un champ donné et aux profondeurs sondées, ce sont surtout les naines L qui peuvent être détectées. Mais la complétude du présent projet pour les naines L est très inégale. En particulier, dans les champs subissant de l'extinction par la poussière, le nombre de sources rouges correspondant aux couleurs d'une naine L est si grand qu'aucune n'est retenue comme candidate. Un second problème existe pour tous les champs. Certaines sources faibles avec un  $J - H \geq 0.6$  et n'ayant qu'une limite sur la couleur  $I - J$  inférieure à 3.0 sont indissociables d'étoiles M tardives. Les quatre naines L identifiées dans ce projet ont toutes une couleur  $I - J \geq 3.0$  avec une détection en  $I$ . Autrement dit, la détection des naines L est limitée par le filtre  $I$  et la complétude est à peu près une magnitude plus brillante que celle donnée dans le tableau 2.5. Par exemple, GJ480.1 aurait une magnitude limite de  $I = 20.5$ , donc  $J = 17.5$  car la couleur  $I - J \geq 3.0$  et  $H = 16.9$  car la couleur  $J - H \approx 0.6$ .

Chabrier donne le résultat pour des surveys à très grande couverture angulaire et par intervalles d'une magnitude complète. Il est difficile d'interpoler ses résultats pour ce projet qui ne couvre que  $55 \times (2 \times 200'')^2 \approx 2100$  minutes d'arc<sup>2</sup> = 0.68 degré carré<sup>5</sup>. Grosso modo, la magnitude limite du présent sondage pour les naines L est de  $I = 20.0 \pm 0.5$ , donc  $J = 17.0 \pm 0.5$ . À partir de ces chiffres, Chabrier prévoit moins d'une centaine de naines brunes sur dix degrés carrés, soit moins de cinq naines L sur la surface du présent sondage. Le nombre de candidats effectivement découverts est de quatre, ce qui est encourageant. Cependant, les prédictions de Chabrier sont peu sensibles à la fonction de masse initiale (FMI) adoptée à cette magnitude limite. Et les statistiques sont ici tout simplement trop faibles pour contraindre la FMI.

#### 2.9.4 Contrainte sur les modèles de formation

##### 1. Comparaison avec les simulations

---

<sup>5</sup>Sept champs ayant de l'extinction mesurable sont exclus :  $62 - 7 = 55$  champs.

L'une des motivations premières pour ce projet de thèse était de confronter le modèle par éjection à la réalité. Autant les simulations hydrodynamiques de Delgado-Donate et al. (2003) que les simulations N-corps de Sterzik & Durisen (2003) appuient l'hypothèse de Reipurth & Clarke voulant que, s'il existe des naines brunes compagnes d'étoiles, elles se trouvent préférentiellement à grande séparation. Les moyens d'arriver à cette même conclusion sont cependant différents. Delgado-Donate et al. constatent que, lors de la formation d'un petit groupe de proto-étoiles, c'est dans la région centrale du nuage que s'accrète la majorité du gaz, là où souvent se forme un système binaire massif ou une étoile massive (ici, par massif, on n'entend pas les étoiles O,B,A mais plutôt les étoiles du type solaire). Les proto-étoiles en périphérie de l'enveloppe ont tendance à être moins massives à cause du taux d'accrétion plus faible. Ainsi, si dans la majorité des cas, les étoiles en périphérie sont rapidement éjectées du système, il s'en trouve pour rester stables, mais à grande séparation de la binaire centrale. D'autre part, Sterzik & Durisen empruntent le chemin des interactions gravitationnelles pour expliquer que, lors d'une rencontre entre une étoile et un système comprenant une naine brune, l'étoile perturbatrice a tendance à se lier au système aux dépens de la naine brune qui, elle, a tendance à être éjectée, ou plus rarement, à gagner suffisamment d'énergie pour rester sur une orbite très longue. Donc, sans aller jusqu'à prédire une grande abondance de naines brunes compagnes à grande séparation, les simulations numériques en permettent l'existence. Dans les deux cas, cependant, l'existence de naines brunes compagnes à faible séparation autour d'une étoile est exclue, ou considérée comme exceptionnelle.

En apparence, le faible taux de binarité déterminé pour ce projet, de  $\leq 5\%$  à grande séparation, s'accorde mal avec ces prédictions. Mais regardons-y de plus près. Un défaut des simulations de Bate et al. (2003) est qu'elles s'arrêtent très tôt après  $\sim 10^5$  années. Celles de Delgado-Donate et al. (2004) ont pour objet l'évolution de systèmes pendant plusieurs millions d'années. Le nombre de systèmes multiples arborant une naine brune passe de 10 sur 13 à l'âge de 0.5 million d'années à seulement 3 sur 18, après 10 millions d'années. Ces NB orbitent à grande séparation

autour d'un système binaire, triple ou quadruple. Mais le nombre total d'étoiles produites est de 75, donc le taux de binarité prédit par ce genre de simulation est après tout assez faible ( $\sim 3 - 4\%$ ). Il n'est donc pas clair que ces modèles soient entièrement rejetés par le présent résultat de thèse.

## 2. Comparaison avec les autres types d'étoiles

La principale prédiction que le modèle standard (Padoan & Nordlund, 2002) propose est l'existence d'une continuité des diverses propriétés à la frontière étoile/naine brune. Le taux de binarité est un bon test. Il existe une certaine continuité du taux de binarité autour des étoiles de type solaire en fonction de la masse des compagnons considérés. Ainsi, le taux de binarité entre étoiles de type solaire (G,K) est élevé (Duquennoy & Mayor, 1991,  $\sim 57\%$ ), celui des étoiles M hâtives est déjà plus faible (Fischer & Marcy, 1992,  $\sim 35\%$ ), et, comme on a pu le voir, celui des naines brunes autour des étoiles est très faible. Il semble que le type spectral auquel se termine le compagnonnage (et où commence le désert des naines brunes) ait lieu, non pas à la frontière étoile/naine brune mais un peu avant, au type spectral M5.5, selon Farihi et al. (2003b) qui a recherché des compagnons à un grand nombre de naines blanches. De même, pour les systèmes serrés, le taux de binarité des naines brunes binaires (Bouy et al., 2003,  $8 \pm 6\%$ ), des étoiles M tardives de type M6-M7 (Siegler et al., 2005,  $9 \pm 4\%$ ) et des étoiles M hâtives (Marchal et al., 2003,  $31 \pm 5\%$ ) suit une progression croissante quoique pas nécessairement continue. Ici encore, on peut deviner une discontinuité vers le milieu de la séquence du type M. Le simple pairage aléatoire d'étoiles et de naines brunes en respectant la FMI prédit un taux de compagnonnage de naines brunes autour des étoiles bien plus grand qu'observé (Kroupa et al., 2003).

## 3. Comparaison avec les régions de formation d'étoiles

Il serait intéressant de comparer le taux de binarité mesuré dans la population évoluée des étoiles du voisinage solaire ( $\sim$  milliard d'années) à celui des étoiles jeunes d'une région de formation d'étoiles afin de voir s'il y a une évolution. S'il y a une évolution, Duchêne et al. (2004) montrent bien qu'elle se produit très rapidement

( $\sim 10^5$  années). En effet, la multiplicité ( $\sim 40\%$ ) des très jeunes étoiles enfouies de classe 0 (*embedded young stellar objects*) est supérieure à celle des étoiles T Tauri ( $\sim 20\%$ ). Ici, la nature de leurs compagnons n'est pas déterminée mais peut-être s'en trouve-t-il de masse substellaire ? Deux autres études cherchent précisément les NB autour d'étoiles T Tauri (donc des systèmes partiellement évolués) dans l'amas Taurus. White & Ghez (2001) explorent une quarantaine de paires d'étoiles T Tauri séparées par 150-1000 UA et ne trouvent qu'une seule source substellaire (White et al., 1999, GG Tau Bb) alors que Hartigan & Kenyon (2003) ne trouvent aucun compagnon (15-150 UA) autour de 20 systèmes. De surcroît, dans les régions de formation d'étoiles comme Taurus, la densité de sources et la contamination rendent malheureusement très difficile de confirmer avec certitude l'association physique entre compagnons à grande séparation. Dans cette mesure, mon résultat de thèse semble s'accorder avec le taux de naines brunes compagnes autour des étoiles dans les amas.

Luhman (2004b) a récemment découvert un exemple de naines brunes binaires à grande séparation (240 UA) dans Chameleon, ce qui, selon lui, infirme la thèse du mode de formation par éjection. Non seulement cette conclusion est-elle basée sur un seul exemple, mais les simulations de Bate & Bonnell (2005) qui, par ailleurs appuient fortement le mode par éjection, réussissent à reproduire de tels systèmes et, qui plus est, en proportions similaires aux observations. Ces systèmes de NBB à grande séparation sont produits lorsque deux naines brunes sont éjectées à peu près dans la même direction et au même moment et restent liées gravitationnellement.

### 2.9.5 Le taux de binarité et la FMI

La fonction de masse initiale (FMI) substellaire dans les régions de formation d'étoiles est l'objet de nombreuses études (Briceño et al., 2002; Luhman et al., 2000; Barrado y Navascués et al., 2003). Deux observations importantes méritent d'être soulignées que tout modèle de formation des naines brunes doit respecter : 1) la FMI connaît un ralentissement, voire un déclin en progressant vers le régime des masses substellaire (voir par exemple Luhman et al. (2003)); 2) il y a un surplus (d'un facteur  $\sim 2$ ) de naines

brunes dans la Nébuleuse d'Orion (plus dense) par rapport à l'amas de Taurus (moins dense) (Briceño et al., 2002). Cette dernière observation pourrait, à l'inspection, s'avérer moins contraignante. En effet, le nombre de naines brunes dans Orion identifiées photométriquement pourrait être plus faible après observations spectroscopiques (Slesnick et al., 2004) alors que celui dans Taurus serait plus élevé (Luhman, 2004a). Le surplus n'est plus que d'un facteur 1.4 – 1.8.

La confirmation du désert des naines brunes à toutes les séparations est un argument important qui valide la réalité du retournement de la FMI autour de  $0.3M_{sol}$ . En effet, le taux de binarité pourrait changer la forme de la FMI. Si chaque étoile arborait une naine brune ou une étoile de faible masse indétectée, alors le nombre d'objets dans les intervalles de faible masse serait sous-estimé. Aucune correction n'est généralement apportée aux FMI substellaires, mais si cela était fait et que le taux de compagnonnage des naines brunes était grand, cela pourrait annuler le retournement de la FMI aux faibles masses, ou du moins, faire plafonner la FMI. Mais ce n'est pas le cas, donc le retournement de la FMI aux faibles masses n'est pas un effet d'incomplétude dû à la binarité.

## 2.10 CONCLUSION

Ce relevé comportant 62 étoiles observées au TCFH, à CTIO-4m et à l'Observatoire du mont Mégantic n'a découvert aucune naine brune en compagnonnage à grande séparation avec une étoile. La technique utilisée est l'isolement des candidates dans un diagramme  $I - J$  vs.  $J - H$  où les naines T, le type spectral spécifiquement visé, occupent une région isolée. La méthode de détection des candidates a bien retrouvé la naine T GJ570D à grande séparation mais, tel qu'attendu, n'a pas retrouvé GJ229B car ce projet n'est pas sensible aux naines à faible séparation angulaire.

L'échantillon d'étoiles choisies est très représentatif des étoiles du voisinage solaire avec une majorité d'étoiles M, une demi-douzaine d'étoiles K et quelques étoiles plus massives. La distance moyenne de l'échantillon est d'environ 8 parsecs et le régime de séparation sondé jusqu'à la limite de sensibilité est de 200-1400 UA. Les magnitudes limites en  $I$ ,  $J$ ,  $H$  sont typiquement de  $20.5 \pm 0.5$ ,  $18.0 \pm 0.5$ ,  $17.5 \pm 0.5$ . Les modèles

d'évolution de Baraffe et al. (2003) traduisent ces sensibilités en une masse supérieure limite d'environ 30 masses de Jupiter, dans la majorité des cas.

Bien que GJ570 ait été observée en connaissant à priori l'existence d'une naine T associée, elle figurait dans la liste des cibles répondant aux critères de ce relevé et la moitié a été observée. Aux fins statistiques, il est pertinent d'inclure GJ570 à 50% (c'est-à-dire la probabilité que cette cible ait été observée sans égard à la présence d'une compagne déjà connue) et de considérer 0.5 détection sur 62.5 cibles. Dans ce cas, le taux de binarité de naines brunes plus massives que  $\sim 0.030 M_{\text{Sol}}$  à une séparation de 200-1400 UA est de  $f_{nb} = 0.8^{+5.1}_{-0.8}\%$ . Inclure GJ570 au complet (1 détection sur 63 cibles -  $f_{nb} = 1.6^{+5.4}_{-1.5}\%$ ) ou l'exclure entièrement (0 détection sur 62 cibles -  $f_{nb} = 0.0^{+4.7}_{-0.0}\%$ ) n'a finalement qu'une faible influence sur le taux de binarité observé, compte tenu des incertitudes qui se chevauchent. Une chose est certaine, le désert des naines brunes s'étend à toutes les séparations.

Quatre candidates naines L situées en arrière-plan dans les champs de LHS2930, NS1456-2809, GJ2130 et GJ1253 ont été mises à jour, ce qui est à peu près le nombre attendu par le modèle de distribution galactique de Chabrier (2002). La sensibilité aux naines brunes de type L est ici limitée par une détection en bande *I*, pour des champs sans extinction, donc, aux fins de la comparaison avec les modèles de Chabrier, le relevé atteint une magnitude limite de  $J \approx 17.5$ .

Le désert des naines brunes à toutes séparations infirme quelque peu le modèle de formation des naines brunes par éjection d'embryon stellaire amené par Reipurth & Clarke (2001). Les simulations numériques de Bate et al. (2003) de formation d'étoiles fabriquent un certain nombre de naines brunes comme compagnon à grande séparation. Mais les quelques cas semblent se produire autour de systèmes binaires relativement massifs (comprenant une étoile G ou K). Il serait pertinent de poursuivre la recherche de naines brunes compagnes sur un échantillon biaisé d'étoiles binaires de types G ou K afin de voir si le taux de binarité prédit par les simulations est effectivement plus élevé dans ces systèmes.



## CONCLUSION

Le premier volet de cette thèse décrivait la conception et la construction du Spectrographe Infrarouge de Montréal et les performances de l'instrument dans ses divers modes d'utilisation. SIMON est maintenant instrument résident à l'Observatoire du mont Mégantic où il est utilisé régulièrement pour différents projets scientifiques et pour la réalisation d'images du calendrier annuel de l'Observatoire. Son mode le plus exploité demeure le mode d'imagerie. Le mode polarimétrique reste toujours à développer par la mise en service d'une roue à lame demi-onde (chaude) qui permettra un balayage des canaux polarimétriques.

D'autres projets sont étudiés pour SIMON dans l'avenir. Visiteur au TCFH, ce pourrait être un instrument complémentaire à la nouvelle caméra grand-champ WIRCam, laquelle il compléterait par ses modes spectroscopiques. Alternativement, si une pièce optique était ajoutée, SIMON pourrait utiliser le foyer  $f/19.6$  de la bonnette d'optique adaptative du TCFH afin d'y effectuer des projets de spectroscopie. Sans oublier que le TCFH avec SIMON dans son mode MOS avec Amici forme une combinaison unique et compétitive pour l'étude des naines brunes dans les régions de formation d'étoiles.

Avec le grand sondage du ciel de CPAPIR à CTIO actuellement en cours au Chili, SIMON pourrait participer à la caractérisation spectroscopiques des naines brunes brillantes nouvellement découvertes, du moins celles se trouvant suffisamment au nord pour être observées de Mégantic. Les grisms de silice et KRS5 seront mis à contribution.

Une capacité non évoquée de SIMON a trait au mode de lecture de son détecteur. Il est possible d'effectuer de la photométrie très rapide ( $\sim 100\text{Hz}$ ) en limitant la taille des images lues. Déjà, l'étude de variabilité d'une étoile Wolf-Rayet et l'occultation d'une étoile par Pluton ont tiré profit de cette technique à l'OMM.

Enfin, récemment, SIMON s'est révélé utile à l'extérieur du domaine astronomique. Une équipe de chercheurs en génie chimique à l'École Polytechnique de Montréal poursuit un projet de caractérisation de nanotubes lasers infrarouges qui l'a menée à utiliser la spectroscopie longue-fente de SIMON en laboratoire, dans les locaux du LAE (publication

acceptée dans *Physical Review Letter*).

Le second volet de cette thèse portait sur la recherche de naines brunes associées à grande séparation à un échantillon représentatif d'étoiles du voisinage solaire. Ce relevé, comportant 62 étoiles observées au TCFH, à CTIO-4m et à l'Observatoire du mont Mégantic (en partie avec SIMON), n'a découvert aucune naine brune en compagnonnage à grande séparation avec une étoile. La technique utilisée est l'isolement des candidates dans un diagramme  $I - J$  vs.  $J - H$  où les naines T, le type spectral spécifiquement visé, occupent une région isolée. La méthode de détection des candidates a bien retrouvé la naine T GJ570D à grande séparation mais, tel qu'attendu, n'a pas retrouvé GJ229B car ce projet n'est pas sensible aux naines à faible séparation angulaire.

L'échantillon d'étoiles choisies est très représentatif des étoiles du voisinage solaire avec une majorité d'étoiles M, une demi-douzaine d'étoiles K et quelques étoiles plus massives. La distance moyenne de l'échantillon est d'environ 8 parsecs et le régime de séparation sondé jusqu'à la limite de sensibilité est de 200-1400 UA. Les magnitudes limites en  $I$ ,  $J$ ,  $H$  sont typiquement de  $20.5 \pm 0.5$ ,  $18.0 \pm 0.5$ ,  $17.5 \pm 0.5$ . Les modèles d'évolution de Baraffe et al. (2003) traduisent ces sensibilités en une masse supérieure limite d'environ 30 masses de Jupiter, dans la majorité des cas.

Bien que GJ570 ait été observée en connaissant à priori l'existence d'une naine T associée, elle figurait dans la liste des cibles répondant aux critères de ce relevé et la moitié de cette liste a été observée. Aux fins statistiques, il est pertinent d'inclure GJ570 à 50% (c'est-à-dire la probabilité que cette cible ait été observée sans égard à la présence d'une compagne déjà connue) et de considérer 0.5 détection sur 62.5 cibles. Dans ce cas, le taux de binarité de naines brunes plus massives que  $\sim 0.030 M_{\text{Sol}}$  à une séparation de 200-1400 UA est de  $f_{nb} = 0.8^{+5.1}_{-0.8}\%$ . Inclure GJ570 au complet (1 détection sur 63 cibles -  $f_{nb} = 1.6^{+5.4}_{-1.5}\%$ ) ou l'exclure entièrement (0 détection sur 62 cibles -  $f_{nb} = 0.0^{+4.7}_{-0.0}\%$ ) n'a finalement qu'une faible influence sur le taux de binarité observé, compte tenu des incertitudes qui se chevauchent. Une chose est certaine, le désert des naines brunes s'étend à toutes les séparations.

Ce résultat s'accorde bien avec le relevé de McCarthy & Zuckerman (2004)  $0.7 \pm 0.7\%$  ( $0.030 - 0.075 M_{\text{Sol}}$ ) et avec celui de Simons et al. (1996); Hinz et al. (2002) qui

n'ont détecté aucune naine brune autour de 66 cibles. Par contraste, le taux de binarité des compagnons stellaires est beaucoup plus élevé à  $f_* = 57\%$  (Duquennoy & Mayor, 1991). Seule l'étude de Gizis et al. (2001) semble indiquer un taux de binarité des naines brunes,  $f_{nb} = 18 \pm 14\%$ , équivalent au taux stellaire. L'origine de cette différence est probablement que les cibles sondées par Gizis et al. sont surtout des étoiles G et celles-ci, contrairement aux étoiles moins massives d'un échantillon sondant un volume complet, arborent probablement davantage de naines brunes.

Quatre candidates naines L situées en arrière-plan dans les champs de LHS2930, NS1456-2809, GJ2130 et GJ1253 ont été mises à jour, ce qui est à peu près le nombre attendu par le modèle de distribution galactique de Chabrier (2002). La sensibilité aux naines brunes de type L est ici limitée par une détection en bande  $I$ , pour des champ sans extinction, donc, aux fins de la comparaison avec les modèles de Chabrier, le relevé atteint une magnitude limite de  $J \approx 17.5$ . La confirmation spectroscopique de ces objets pourrait être effectuée avec SIMON au TCFH avec le prisme d'Amici.

Le désert des naines brunes à toutes séparations infirme quelque peu le modèle de formation des naines brunes par éjection d'embryon stellaire amené par Reipurth & Clarke (2001). Les simulations numériques de Bate et al. (2003) de formation d'étoiles fabriquent un certain nombre de naines brunes comme compagnon à grande séparation. Mais les quelques cas semblent se produire autour de systèmes binaires relativement massifs (comprenant une étoile G ou K). Il serait très intéressant de poursuivre la recherche de naines brunes compagnes sur un échantillon biaisé d'étoiles binaires de types G ou K afin de vérifier si le taux de binarité prédit par les simulations est effectivement plus élevé dans ces systèmes.

Une première étape intéressante sera de savoir si le taux de binarité des naines brunes est différent pour deux types d'étoiles primaires : celles de type G et celles de type M, par exemple. Si l'on suppose que le taux de binarité des naines brunes autour des étoiles de type G est celui déterminé par Gizis et al. (2001), soit 18%, alors un échantillon de 25-30 étoiles G suffirait à déterminer l'existence d'une différence avec le taux déterminé pour ce projet de thèse pour des étoiles majoritairement de type M.

Une seconde étape encore plus intéressante sera de comparer le taux de binarité des

naines brunes pour deux types de cibles : 1) des étoiles G simples et 2) des étoiles G binaires. Une différence ici serait un argument fort en faveur du mode de formation des naines brunes par éjection.

Cependant, atteindre une sensibilité aux naines brunes de faibles masse approchant les masses planétaires ( $\sim 0.012 M_{\text{Sol}}$ ) nécessitera probablement une technique différente que celle utilisée pour cette thèse. En effet, la profondeur à atteindre en bande  $I$  est de  $I \approx 23 - 24$  ce qui signifie de très longs temps d'intégration sur un télescope de 4m, sans compter les images en  $J$  et  $H$ .

Une alternative qui permet d'utiliser la même technique est que ne soient sélectionnées que des étoiles jeunes ( $\leq 10 \times 10^9$  années). Mais alors, pour avoir un échantillon suffisamment grand d'étoiles, il faut observer des cibles plus éloignées ce qui signifie atteindre des magnitudes plus grandes de toute façon.

La meilleure approche sera d'utiliser la technique du mouvement propre et de ne faire des observations qu'en bande  $J$  à deux époques séparées par quelques années. Le prix à payer est le temps d'attente entre les deux époques, mais c'est un problème uniquement dans le cadre d'un projet à durée limitée comme, par exemple, un projet de doctorat.

## BIBLIOGRAPHIE

- Abbott, T. M., Aspin, C., Sorensen, A. N., Norregaard, P., Andersen, J., Andersen, M. I., van der Blik, N. S., Clasen, J. W., Cox, G. C., Klougart, J., Larsen, H. H., Michaelsen, N., Noel, B., Olofsson, G., Perez, C., & Schwarz, H. E. 2000, in *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, Masanori Iye, Alan F. Moorwood Eds., Proc. SPIE Vol. 4008, 714–719
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ*, 556, 357
- Astier, P., Guy, J., Regnault, N., Pain, R., Aubourg, E., Balam, D., Basa, S., Carlberg, R. G., Fabbro, S., Fouchez, D., Hook, I. M., Howell, D. A., Lafoux, H., Neill, J. D., Palanque-Delabrouille, N., Perrett, K., Pritchett, C. J., Rich, J., Sullivan, M., Taitel, R., Aldering, G., Antilogus, P., Arsenijevic, V., Balland, C., Baumont, S., Bronder, J., Courtois, H., Ellis, R. S., Filiol, M., Gonçalves, A. C., Goobar, A., Guide, D., Hardin, D., Lusset, V., Lidman, C., McMahon, R., Mouchet, M., Mourao, A., Perlmutter, S., Ripoche, P., Tao, C., & Walton, N. 2006, *A&A*, 447, 31
- Baffa, C., Comoretto, G., Gennari, S., Lisi, F., Oliva, E., Biliotti, V., Checcucci, A., Gariousssev, V., Giani, E., Ghinassi, F., Hunt, L. K., Maiolino, R., Mannucci, F., Marcucci, G., Sozzi, M., Stefanini, P., & Testi, L. 2001, *A&A*, 378, 722
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Barrado y Navascués, D., Béjar, V. J. S., Mundt, R., Martín, E. L., Rebolo, R., Zapatero Osorio, M. R., & Bailer-Jones, C. A. L. 2003, *A&A*, 404, 171
- Barrado y Navascués, D., Stauffer, J. R., Briceño, C., Patten, B., Hambly, N. C., & Adams, J. D. 2001, *ApJS*, 134, 103
- Basri, G. 2000, *ARA&A*, 38, 485
- Basri, G., Marcy, G. W., & Graham, J. R. 1996, *ApJ*, 458, 600
- Basri, G., & Martín, E. L. 1999, *AJ*, 118, 2460

- Bate, M. R., & Bonnell, I. A. 2005, *MNRAS*, 356, 1201
- Bate, M. R., Bonnell, I. A., & Bromm, V. 2003, *MNRAS*, 339, 577
- Becklin, E. E., & Zuckerman, B. 1988, *Nature*, 336, 656
- Bergeron, P., Leggett, S. K., & Ruiz, M. T. 2001, *ApJS*, 133, 413
- Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Thompson, R. I., Blakeslee, J. P., Dickinson, M. E., Broadhurst, T. J., Eisenstein, D. J., Fan, X., Franx, M., Meurer, G., & van Dokkum, P. 2004, *ApJ*, 606, L25
- Bouy, H., Brandner, W., Martín, E. L., Delfosse, X., Allard, F., & Basri, G. 2003, *AJ*, 126, 1526
- Bouy, H., Duchêne, G., Köhler, R., Brandner, W., Bouvier, J., Martín, E. L., Ghez, A., Delfosse, X., Forveille, T., Allard, F., Baraffe, I., Basri, G., Close, L., & McCabe, C. E. 2004, *A&A*, 423, 341
- Briceño, C., Luhman, K. L., Hartmann, L., Stauffer, J. R., & Kirkpatrick, J. D. 2002, *ApJ*, 580, 317
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Brown, M. E., Reid, I. N., Burrows, A., Liebert, J., Matthews, K., Gizis, J. E., Dahn, C. C., Monet, D. G., Cutri, R. M., & Skrutskie, M. F. 2002, *ApJ*, 564, 421
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Cutri, R. M., McCallon, H., Kopan, G., Gizis, J. E., Liebert, J., Reid, I. N., Brown, M. E., Monet, D. G., Dahn, C. C., Beichman, C. A., & Skrutskie, M. F. 2000, *ApJ*, 531, L57
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Brown, M. E., Miskey, C. L., & Gizis, J. E. 2003, *ApJ*, 586, 512
- Burgasser, A. J., McElwain, M. W., Kirkpatrick, J. D., Cruz, K. L., Tinney, C. G., & Reid, I. N. 2004, *AJ*, 127, 2856
- Burrows, A., Marley, M., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., Guillot, T., Saumon, D., Freedman, R., Sudarsky, D., & Sharp, C. 1997, *ApJ*, 491, 856
- Burrows, A., Sudarsky, D., & Lunine, J. I. 2003, *ApJ*, 596, 587

- Carson, J., Eikenberry, S., Brandl, B., Wilson, J. C., & Hayward, T. L. 2003, in *Brown Dwarfs*, Eduardo L. Martin, ed., IAU Symposium 211, 271
- Chabrier, G. 2002, *ApJ*, 567, 304
- Chabrier, G., & Baraffe, I. 2000, *ARA&A*, 38, 337
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., Zuckerman, B., Mouillet, D., Song, I., Beuzit, J.-L., & Lowrance, P. 2005, *A&A*, 438, L25
- Chauvin, G., Thomson, M., Dumas, C., Beuzit, J.-L., Lowrance, P., Fusco, T., Lagrange, A.-M., Zuckerman, B., & Mouillet, D. 2003, *A&A*, 404, 157
- Close, L. M., Potter, D., Brandner, W., Lloyd-Hart, M., Liebert, J., Burrows, A., & Siegler, N. 2002a, *ApJ*, 566, 1095
- Close, L. M., Siegler, N., Freed, M., & Biller, B. 2003, *ApJ*, 587, 407
- Close, L. M., Siegler, N., Potter, D., Brandner, W., & Liebert, J. 2002b, *ApJ*, 567, L53
- Cohen, M., Walker, R. G., Barlow, M. J., & Deacon, J. R. 1992, *AJ*, 104, 1650
- Cole, S., Norberg, P., Baugh, C. M., Frenk, C. S., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R., Colless, M., Collins, C., Couch, W., Cross, N., Dalton, G., De Propris, R., Driver, S. P., Efstathiou, G., Ellis, R. S., Glazebrook, K., Jackson, C., Lahav, O., Lewis, I., Lumsden, S., Maddox, S., Madgwick, D., Peacock, J. A., Peterson, B. A., Sutherland, W., & Taylor, K. 2001, *MNRAS*, 326, 255
- Cross, N., Driver, S. P., Couch, W., Baugh, C. M., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R., Cole, S., Colless, M., Collins, C., Dalton, G., Deeley, K., De Propris, R., Efstathiou, G., Ellis, R. S., Frenk, C. S., Glazebrook, K., Jackson, C., Lahav, O., Lewis, I., Lumsden, S., Maddox, S., Madgwick, D., Moody, S., Norberg, P., Peacock, J. A., Peterson, B. A., Price, I., Seaborne, M., Sutherland, W., Tadros, H., & Taylor, K. 2001, *MNRAS*, 324, 825
- Dahn, C. C., Harris, H. C., Vrba, F. J., Guetter, H. H., Canzian, B., Henden, A. A., Levine, S. E., Luginbuhl, C. B., Monet, A. K. B., Monet, D. G., Pier, J. R., Stone, R. C., Walker, R. L., Burgasser, A. J., Gizis, J. E., Kirkpatrick, J. D., Liebert, J., & Reid, I. N. 2002, *AJ*, 124, 1170

- Delfosse, X., Tinney, C. G., Forveille, T., Epchtein, N., Bertin, E., Borsenberger, J., Copet, E., de Batz, B., Fouque, P., Kimeswenger, S., Le Bertre, T., Lacombe, F., Rouan, D., & Tiphene, D. 1997, *A&A*, 327, L25
- Delgado-Donate, E. J., Clarke, C. J., & Bate, M. R. 2003, *MNRAS*, 342, 926
- Delgado-Donate, E. J., Clarke, C. J., Bate, M. R., & Hodgkin, S. T. 2004, *MNRAS*, 351, 617
- Depoy, D. L., Atwood, B., Byard, P. L., Frogel, J., & O'Brien, T. P. 1993, in *Infrared Detectors and Instrumentation*, Albert M. Fowler, Ed., Proc. SPIE Vol. 1946, 667-672
- Ducati, J. R. 2002, *VizieR Online Data Catalog*, vol. 2237, 0
- Ducati, J. R., Bevilacqua, C. M., Rembold, S. B., & Ribeiro, D. 2001, *ApJ*, 558, 309
- Duchêne, G., Bouvier, J., Bontemps, S., André, P., & Motte, F. 2004, *A&A*, 427, 651
- Duquennoy, A., & Mayor, M. 1991, *A&A*, 248, 485
- Eisloffel, J., & Scholz, A. 2004, *Astronomische Nachrichten Supplement*, 325, 5
- Els, S. G., Sterzik, M. F., Marchis, F., Pantin, E., Endl, M., & Kürster, M. 2001, *A&A*, 370, L1
- Epchtein, N., de Batz, B., Capoani, L., Chevallier, L., Copet, E., Fouque, P., Lacombe, F., Le Bertre, T., Pau, S., Rouan, D., Ruphy, S., Simon, G., Tiphene, D., Burton, W. B., Bertin, E., Deul, E., Habing, H., Borsenberger, J., Dennefeld, M., Guglielmo, F., Loup, C., Mamon, G., Ng, Y., Omont, A., Provost, L., Renault, J.-C., Tanguy, F., Kimeswenger, S., Kienel, C., Garzon, F., Persi, P., Ferrari-Toniolo, M., Robin, A., Paturel, G., Vauglin, I., Forveille, T., Delfosse, X., Hron, J., Schultheis, M., Appenzeller, I., Wagner, S., Balazs, L., Holl, A., Lepine, J., Boscolo, P., Picazzio, E., Duc, P.-A., & Mennessier, M.-O. 1997, *The Messenger*, 87, 27
- EROS Collaboration, Goldman, B., Delfosse, X., Forveille, T., Afonso, C., Alard, C., Albert, J. N., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Bareyre, P., Bauer, F., Beaulieu, J. P., Borsenberger, J., Bouquet, A., Char, S., Charlot, X., Couchot, F., Coutures, C., Derue, F., Ferlet, R., Fouqué, P., Glicenstein, J. F., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haissinski, J., Hamilton, J. C., Hardin, D., de Kat, J., Kim, A., Lasserre, T., Lesquoy,



- É., Loup, C., Magneville, C., Mansoux, B., Marquette, J. B., Martín, E. L., Maurice, É., Milsztajn, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Prévot, L., Regnault, N., Rich, J., Spiro, M., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., & Zylberajch, S. 1999, *A&A*, 351, L5
- Fan, X., Strauss, M. A., Schneider, D. P., Becker, R. H., White, R. L., Haiman, Z., Gregg, M., Pentericci, L., Grebel, E. K., Narayanan, V. K., Loh, Y., Richards, G. T., Gunn, J. E., Lupton, R. H., Knapp, G. R., Ivezić, Ž., Brandt, W. N., Collinge, M., Hao, L., Harbeck, D., Prada, F., Schaye, J., Strateva, I., Zakamska, N., Anderson, S., Brinkmann, J., Bahcall, N. A., Lamb, D. Q., Okamura, S., Szalay, A., & York, D. G. 2003, *AJ*, 125, 1649
- Farihi, J., Becklin, E. E., & Zuckerman, B. 2003a, in *Brown Dwarfs*, Eduardo L. Martin, ed., *IAU Symposium* 211, 289
- Farihi, J., Becklin, E. E., & Zuckerman, B. 2003b, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 203
- Fischer, D. A., & Marcy, G. W. 1992, *ApJ*, 396, 178
- Fitzpatrick, E. L. 1999, *PASP*, 111, 63
- Flynn, T. 1997, *Cryogenic Engineering* (New York : ed. Marcel Dekker Inc.), Chap. 7, p363.
- Forveille, T., & Delorme, P. 2005, *Communications personnelles*
- Freed, M., Close, L. M., & Siegler, N. 2003, *ApJ*, 584, 453
- Geballe, T. R., Knapp, G. R., Leggett, S. K., Fan, X., Golimowski, D. A., Anderson, S., Brinkmann, J., Csabai, I., Gunn, J. E., Hawley, S. L., Hennessy, G., Henry, T. J., Hill, G. J., Hindsley, R. B., Ivezić, Ž., Lupton, R. H., McDaniel, A., Munn, J. A., Narayanan, V. K., Peng, E., Pier, J. R., Rockosi, C. M., Schneider, D. P., Smith, J. A., Strauss, M. A., Tsvetanov, Z. I., Uomoto, A., York, D. G., & Zheng, W. 2002, *ApJ*, 564, 466
- Gizis, J. E. 2002, *ApJ*, 575, 484
- Gizis, J. E., Kirkpatrick, J. D., Burgasser, A., Reid, I. N., Monet, D. G., Liebert, J., & Wilson, J. C. 2001, *ApJ*, 551, L163

- Gizis, J. E., Reid, I. N., Knapp, G. R., Liebert, J., Kirkpatrick, J. D., Koerner, D. W., & Burgasser, A. J. 2003, *AJ*, 125, 3302
- Gliese, W. 1957, *Astron. Rechen-Institut, Heidelberg*, 89 Seiten, 8, 1
- . 1969, *Veroeffentlichungen des Astronomischen Rechen-Instituts Heidelberg*, 22, 1
- Gliese, W., & Jahreiß, H. 1991, in *On : The Astronomical Data Center CD-ROM : Selected Astronomical Catalogs, Vol. I*; L.E. Brozmann, S.E. Gesser (eds.), NASA/Astronomical Data Center, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD
- Guenther, E. W., Neuhäuser, R., Huélamo, N., Brandner, W., & Alves, J. 2001, *A&A*, 365, 514
- Guenther, E. W., & Wuchterl, G. 2003, *A&A*, 401, 677
- Halbwachs, J. L., Arenou, F., Mayor, M., Udry, S., & Queloz, D. 2000, *A&A*, 355, 581
- Hartigan, P., & Kenyon, S. J. 2003, *ApJ*, 583, 334
- Henry, T. J., Backman, D. E., Blackwell, J., Okimura, T., & Jue, S. 2002, Page web du projet NStars, <http://nstars.nau.edu/index.cfm?fuseaction=nstars.paper>
- Hinz, J. L., McCarthy, D. W., Simons, D. A., Henry, T. J., Kirkpatrick, J. D., & McGuire, P. C. 2002, *AJ*, 123, 2027
- Jannuzi, B. T., & Dey, A. 1999, in *Photometric Redshifts and the Detection of High Redshift Galaxies*, ASP Conf. Ser. 191, 111
- Jayawardhana, R., Mohanty, S., & Basri, G. 2003, *ApJ*, 592, 282
- Joergens, V., & Guenther, E. 2001, *A&A*, 379, L9
- Jones, H. R. A., Butler, R. P., Tinney, C. G., Marcy, G. W., Penny, A. J., McCarthy, C., & Carter, B. D. 2003, *MNRAS*, 341, 948
- Kaler, J. B., Shaw, R. A., & Browning, L. 1997, *PASP*, 109, 289
- Kendall, T. R., Delfosse, X., Martín, E. L., & Forveille, T. 2004, *A&A*, 416, L17
- Kirkpatrick, J. D. 2003, in *Brown Dwarfs*, Eduardo L. Martin, ed., IAU Symposium 211, 497
- Kirkpatrick, J. D., Dahn, C. C., Monet, D. G., Reid, I. N., Gizis, J. E., Liebert, J., & Burgasser, A. J. 2001, *AJ*, 121, 3235

- Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., Cutri, R. M., Nelson, B., Beichman, C. A., Dahn, C. C., Monet, D. G., Gizis, J. E., & Skrutskie, M. F. 1999, *ApJ*, 519, 802
- Klein, R., Apai, D., Pascucci, I., Henning, T., & Waters, L. B. F. M. 2003, *ApJ*, 593, L57
- Knapp, G. R., Leggett, S. K., Fan, X., Marley, M. S., Geballe, T. R., Golimowski, D. A., Finkbeiner, D., Gunn, J. E., Hennawi, J., Ivezić, Z., Lupton, R. H., Schlegel, D. J., Strauss, M. A., Tsvetanov, Z. I., Chiu, K., Hoversten, E. A., Glazebrook, K., Zheng, W., Hendrickson, M., Williams, C. C., Uomoto, A., Vrba, F. J., Henden, A. A., Luginbuhl, C. B., Guetter, H. H., Munn, J. A., Canzian, B., Schneider, D. P., & Brinkmann, J. 2004, *AJ*, 127, 3553
- Koerner, D. W., Kirkpatrick, J. D., McElwain, M. W., & Bonaventura, N. R. 1999, *ApJ*, 526, L25
- Kroupa, P., & Bouvier, J. 2003, *MNRAS*, 346, 369
- Kroupa, P., Bouvier, J., Duchêne, G., & Moraux, E. 2003, *MNRAS*, 346, 354
- Kurucz, R. L. 1979, *ApJS*, 40, 1
- López Martí, B., Eislöffel, J., Scholz, A., & Mundt, R. 2004, *A&A*, 416, 555
- Lambert, D. L., & Reddy, B. E. 2004, *MNRAS*, 349, 757
- Leggett, S. K. 1992, *ApJS*, 82, 351
- Leggett, S. K., Allard, F., Burgasser, A. J., Jones, H. R. A., Marley, M. S., & Tsuji, T. 2004, *arXiv :astro-ph/0409389*
- Leggett, S. K., Golimowski, D. A., Fan, X., Geballe, T. R., Knapp, G. R., Brinkmann, J., Csabai, I., Gunn, J. E., Hawley, S. L., Henry, T. J., Hindsley, R., Ivezić, Ž., Lupton, R. H., Pier, J. R., Schneider, D. P., Smith, J. A., Strauss, M. A., Uomoto, A., & York, D. G. 2002, *ApJ*, 564, 452
- Leggett, S. K., Toomey, D. W., Geballe, T. R., & Brown, R. H. 1999, *ApJ*, 517, L139
- Lépine, S., Shara, M. M., & Rich, R. M. 2002, *AJ*, 124, 1190
- Liu, M. C., Fischer, D. A., Graham, J. R., Lloyd, J. P., Marcy, G. W., & Butler, R. P. 2002, *ApJ*, 571, 519

- Liu, M. C., Najita, J., & Tokunaga, A. T. 2003, *ApJ*, 585, 372
- Lowrance, P. J. 2001, PhD thesis, University of California at Los Angeles
- Lowrance, P. J., McCarthy, C., Becklin, E. E., Zuckerman, B., Schneider, G., Webb, R. A., Hines, D. C., Kirkpatrick, J. D., Koerner, D. W., Low, F., Meier, R., Rieke, M., Smith, B. A., Terrile, R. J., & Thompson, R. I. 1999, *ApJ*, 512, L69
- Lowrance, P. J., Schneider, G., Kirkpatrick, J. D., Becklin, E. E., Weinberger, A. J., Zuckerman, B., Plait, P., Malmuth, E. M., Heap, S. R., Schultz, A., Smith, B. A., Terrile, R. J., & Hines, D. C. 2000, *ApJ*, 541, 390
- Lucas, P. W., & Roche, P. F. 2000, *MNRAS*, 314, 858
- Lucas, P. W., Roche, P. F., & Riddick, F. C. 2003, in *Brown Dwarfs*, Eduardo L. Martin, ed., IAU Symposium 211, 63
- Luhman, K. L. 2004a, *ApJ*, 617, 1216
- . 2004b, *ApJ*, 614, 398
- Luhman, K. L., Briceño, C., Stauffer, J. R., Hartmann, L., Barrado y Navascués, D., & Caldwell, N. 2003, *ApJ*, 590, 348
- Luhman, K. L., & Jayawardhana, R. 2002, *ApJ*, 566, 1132
- Luhman, K. L., Rieke, G. H., Young, E. T., Cotera, A. S., Chen, H., Rieke, M. J., Schneider, G., & Thompson, R. I. 2000, *ApJ*, 540, 1016
- Marchal, L., Delfosse, X., Forveille, T., Ségransan, D., Beuzit, J. L., Udry, S., Perrier, C., Mayor, M., & Halbwachs, J.-L. 2003, in *Brown Dwarfs*, Eduardo L. Martin, ed., IAU Symposium 211, 311
- Marcy, G. W., & Butler, R. P. 1996, *ApJ*, 464, L147
- . 2000, *PASP*, 112, 137
- Marcy, G. W., Butler, R. P., Vogt, S. S., Liu, M. C., Laughlin, G., Apps, K., Graham, J. R., Lloyd, J., Luhman, K. L., & Jayawardhana, R. 2001, *ApJ*, 555, 418
- Martín, E. L., Barrado y Navascués, D., Baraffe, I., Bouy, H., & Dahm, S. 2003, *ApJ*, 594, 525

- Martin, E. L., Basri, G., Delfosse, X., & Forveille, T. 1997, *A&A*, 327, L29
- Martin, E. L., Brandner, W., & Basri, G. 1999, *Science*, 283, 1718
- Martín, E. L., Dougados, C., Magnier, E., Ménard, F., Magazzù, A., Cuillandre, J.-C., & Delfosse, X. 2001, *ApJ*, 561, L195
- Mayor, M., & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- McCarthy, C. 2001, PhD thesis, University of California at Los Angeles
- McCarthy, C., & Zuckerman, B. 2004, *AJ*, 127, 2871
- McCaughrean, M. J., Close, L. M., Scholz, R.-D., Lenzen, R., Biller, B., Brandner, W., Hartung, M., & Lodieu, N. 2004, *A&A*, 413, 1029
- Montes, D., López-Santiago, J., Gálvez, M. C., Fernández-Figueroa, M. J., De Castro, E., & Cornide, M. 2001, *MNRAS*, 328, 45
- Morau, E., Bouvier, J., Stauffer, J. R., & Cuillandre, J.-C. 2003, *A&A*, 400, 891
- Morau, E., & Clarke, C. 2005, *A&A*, 429, 895
- Muller, G. P., Reed, R., Armandroff, T., Boroson, T. A., & Jacoby, G. H. 1998, in *Optical Astronomical Instrumentation*, Sandro D'Odorico, Ed., Proc. SPIE Vol. 3355, 577-585
- Nadeau, D., Murphy, D. C., Doyon, R., & Rowlands, N. 1994, *PASP*, 106, 909
- Nakajima, T., Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., Golimowski, D. A., Matthews, K., & Durrance, S. T. 1995, *Nature*, 378, 463
- Neuhäuser, R., Brandner, W., Alves, J., Joergens, V., & Comerón, F. 2002, *A&A*, 384, 999
- Neuhäuser, R., Guenther, E. W., Alves, J., Huélamo, N., Ott, T., & Eckart, A. 2003, *Astronomische Nachrichten*, 324, 535
- Neuhäuser, R., Guenther, E. W., Petr, M. G., Brandner, W., Huélamo, N., & Alves, J. 2000, *A&A*, 360, L39
- Ng, Y. K., & Bertelli, G. 1998, *A&A*, 329, 943
- Okumura, S.-i., Nishihara, E., Watanabe, E., Mori, A., Kataza, H., & Yamashita, T. 2000, *PASJ*, 52, 931

- Oliva, E. 1997, *A&AS*, 123, 589
- Oppenheimer, B. R., Golimowski, D. A., Kulkarni, S. R., Matthews, K., Nakajima, T., Creech-Eakman, M., & Durrance, S. T. 2001, *AJ*, 121, 2189
- OSIRIS, E. 1999, Page web du manuel d'OSIRIS
- Padoan, P., & Nordlund, Å. 2002, *ApJ*, 576, 870
- Pinfield, D. J., Dobbie, P. D., Jameson, R. F., Steele, I. A., Jones, H. R. A., & Katsiyannis, A. C. 2003, *MNRAS*, 342, 1241
- Potter, D., Martín, E. L., Cushing, M. C., Baudoz, P., Brandner, W., Guyon, O., & Neuhauser, R. 2002, *ApJ*, 567, L133
- Preibisch, T., Stanke, T., & Zinnecker, H. 2003, *A&A*, 409, 147
- Probst, R. G. 1983, *ApJS*, 53, 335
- Rayner, J. T. 1998, in *Infrared Astronomical Instrumentation*, Albert M. Fowler Ed., Proc. SPIE Vol. 3354, 289
- Rebolo, R., Zapatero Osorio, M. R., Madruga, S., Bejar, V. J. S., Arribas, S., & Licandro, J. 1998, *Science*, 282, 1309
- Rebolo, R., Zapatero-Osorio, M. R., & Martin, E. L. 1995, *Nature*, 377, 129
- Reid, I. N., & Cruz, K. L. 2002, *AJ*, 123, 2806
- Reid, I. N., Gizis, J. E., Kirkpatrick, J. D., & Koerner, D. W. 2001, *AJ*, 121, 489
- Reipurth, B., & Clarke, C. 2001, *AJ*, 122, 432
- Reipurth, B., & Zinnecker, H. 1993, *A&A*, 278, 81
- Riopel, M., Doyon, R., Nadeau, D., & Marois, C. 2004, in *Scientific Detectors for Astronomy, The Beginning of a New Era*, P. Amico, J. W. Beletic, J. E. Beletic, ed., *Astrophysics and Space Science Library*, vol. 300, 453–457
- Roellig, T. L., Van Cleve, J. E., Sloan, G. C., Wilson, J. C., Saumon, D., Leggett, S. K., Marley, M. S., Cushing, M. C., Kirkpatrick, J. D., Mainzer, A. K., & Houck, J. R. 2004, *ApJS*, 154, 418
- Ruiz, M. T., Leggett, S. K., & Allard, F. 1997, *ApJ*, 491, L107

- Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., Rebolo, R., & Udry, S. 2003, *A&A*, 398, 363
- Saumon, D., Hubbard, W. B., Burrows, A., Guillot, T., Lunine, J. I., & Chabrier, G. 1996, *ApJ*, 460, 993
- Schmidt, G. D., Elston, R., & Lupie, O. L. 1992, *AJ*, 104, 1563
- Schneider, D. P., Fan, X., Hall, P. B., Jester, S., Richards, G. T., Stoughton, C., Strauss, M. A., SubbaRao, M., Vanden Berk, D. E., Anderson, S. F., Brandt, W. N., Gunn, J. E., Gray, J., Trump, J. R., Voges, W., Yanny, B., Bahcall, N. A., Blanton, M. R., Boroski, W. N., Brinkmann, J., Brunner, R., Burles, S., Castander, F. J., Doi, M., Eisenstein, D., Frieman, J. A., Fukugita, M., Heckman, T. M., Hennessy, G. S., Ivezić, Ž., Kent, S., Knapp, G. R., Lamb, D. Q., Lee, B. C., Loveday, J., Lupton, R. H., Margon, B., Meiksin, A., Munn, J. A., Newberg, H. J., Nichol, R. C., Niederste-Ostholt, M., Pier, J. R., Richmond, M. W., Rockosi, C. M., Saxe, D. H., Schlegel, D. J., Szalay, A. S., Thakar, A. R., Uomoto, A., & York, D. G. 2003, *AJ*, 126, 2579
- Scholz, R.-D., McCaughrean, M. J., Lodieu, N., & Kuhlbrodt, B. 2003, *A&A*, 398, L29
- Schroeder, D. J., Golimowski, D. A., Brukardt, R. A., Burrows, C. J., Caldwell, J. J., Fastie, W. G., Ford, H. C., Hesman, B., Kletskin, I., Krist, J. E., Royle, P., & Zubrowski, R. A. 2000, *AJ*, 119, 906
- Siegler, N., Close, L. M., Cruz, K. L., Martín, E. L., & Reid, I. N. 2005, *ApJ*, 621, 1023
- Siegler, N., Close, L. M., Mamajek, E. E., & Freed, M. 2003, *ApJ*, 598, 1265
- Simons, D. A., Henry, T. J., & Kirkpatrick, J. D. 1996, *AJ*, 112, 2238
- Skrutskie, M. F., Schneider, S. E., Stiening, R., Strom, S. E., Weinberg, M. D., Beichman, C., Chester, T., Cutri, R., Lonsdale, C., Elias, J., Elston, R., Capps, R., Carpenter, J., Huchra, J., Liebert, J., Monet, D., Price, S., & Seitzer, P. 1997, in *The Impact of Large Scale Near-IR Sky Surveys*, F. Garzon et al., *ASSL Vol. 210*, 25
- Slesnick, C. L., Hillenbrand, L. A., & Carpenter, J. M. 2004, *ApJ*, 610, 1045
- Song, I., Weinberger, A. J., Becklin, E. E., Zuckerman, B., & Chen, C. 2002, *AJ*, 124, 514
- Starr, B. M., Doyon, R., Beuzit, J., Vallee, P., Calder, R., Eriksen, J. E., Cuillandre, J., Grundseth, B., Barrick, G. A., Ward, J., Knight, W., & Nadeau, D. 2000, in *Optical and*

- IR Telescope Instrumentation and Detectors, Masanori Iye, Alan F. Moorwood, Eds., Proc. SPIE Vol. 4008, 999–1009
- Sterzik, M. F., & Durisen, R. H. 2003, *A&A*, 400, 1031
- Tinney, C. G., Burgasser, A. J., & Kirkpatrick, J. D. 2003, *AJ*, 126, 975
- Udry, S., Mayor, M., Naef, D., Pepe, F., Queloz, D., Santos, N. C., & Burnet, M. 2002, *A&A*, 390, 267
- Umbreit, S., Spurzem, R., Burkert, A., & Henning, T. 2004, AAS/Division of Dynamical Astronomy Meeting, 35, #01.02
- Volk, K., Blum, R., Walker, G., & Puxley, P. 2003, *IAU Circ.*, 8188, 2
- Vrba, F. J., Henden, A. A., Luginbuhl, C. B., Guetter, H. H., Munn, J. A., Canzian, B., Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Fan, X., Geballe, T. R., Golimowski, D. A., Knapp, G. R., Leggett, S. K., Schneider, D. P., & Brinkmann, J. 2004, *AJ*, 127, 2948
- Weinberg, M. D., Shapiro, S. L., & Wasserman, I. 1987, *ApJ*, 312, 367
- White, R. J., & Basri, G. 2003, *ApJ*, 582, 1109
- White, R. J., & Ghez, A. M. 2001, *ApJ*, 556, 265
- White, R. J., Ghez, A. M., Reid, I. N., & Schultz, G. 1999, *ApJ*, 520, 811
- White, R. L., Helfand, D. J., Becker, R. H., Gregg, M. D., Postman, M., Lauer, T. R., & Oegerle, W. 2003, *AJ*, 126, 706
- Wichmann, R., Schmitt, J. H. M. M., & Hubrig, S. 2003, *A&A*, 399, 983
- Wilson, J. C., Kirkpatrick, J. D., Gizis, J. E., Skrutskie, M. F., Monet, D. G., & Houck, J. R. 2001, *AJ*, 122, 1989
- York, D. G., & 143 collaborateurs. 2000, *AJ*, 120, 1579
- Zapatero Osorio, M. R., Lane, B. F., Pavlenko, Y., Martín, E. L., Britton, M., & Kulkarni, S. R. 2004, *ApJ*, 615, 958
- Zapatero Osorio, M. R., Rebolo, R., & Martín, E. L. 1997, *A&A*, 317, 164
- Zuckerman, B., & Becklin, E. E. 1992, *ApJ*, 386, 260
- Zuckerman, B., Song, I., Bessell, M. S., & Webb, R. A. 2001, *ApJ*, 562, L87
- Zuckerman, B., & Webb, R. A. 2000, *ApJ*, 535, 959



