



HAL
open science

Etude et réalisation d'une caméra thermique destinée à un système d'optique adaptative : application à l'étude de la matière circumstellaire autour d'étoiles binaires pré-séquence principale

Hervé Geoffray

► To cite this version:

Hervé Geoffray. Etude et réalisation d'une caméra thermique destinée à un système d'optique adaptative : application à l'étude de la matière circumstellaire autour d'étoiles binaires pré-séquence principale. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1998. Français. NNT: . tel-00724512

HAL Id: tel-00724512

<https://theses.hal.science/tel-00724512>

Submitted on 21 Aug 2012

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

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

THÈSE

présentée pour obtenir le diplôme de docteur

de l'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

Spécialité ASTROPHYSIQUE

par **Hervé Geoffray**

ETUDE ET RÉALISATION D'UNE CAMÉRA THERMIQUE
DESTINÉE À UN SYSTÈME D'OPTIQUE ADAPTATIVE.

APPLICATION À L'ÉTUDE DE LA MATIÈRE
CIRCUMSTELLAIRE AUTOUR D'ÉTOILES BINAIRES
PRÉ-SÉQUENCE PRINCIPALE.

Soutenue le 16 octobre 1998 devant le jury composé de:

M. Germain CHARTIER	Président
M. Emmanuel CAUX	Rapporteur
M. Renaud FOY	Rapporteur
M. Pascal ANGEBAULT	Examineur
M. Luc AUDAIRE	Examineur
M. Alain CASTETS	Examineur
M. Jean Louis MONIN	Directeur de thèse

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble
et du Laboratoire Infrarouge (LETI/CEA-Grenoble).

THÈSE

présentée pour obtenir le diplôme de docteur

de l'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

Spécialité ASTROPHYSIQUE

par **Hervé Geoffray**

ETUDE ET RÉALISATION D'UNE CAMÉRA THERMIQUE
DESTINÉE À UN SYSTÈME D'OPTIQUE ADAPTATIVE.
APPLICATION À L'ÉTUDE DE LA MATIÈRE
CIRCUMSTELLAIRE AUTOUR D'ÉTOILES BINAIRES
PRÉ-SÉQUENCE PRINCIPALE.

Soutenue le 16 octobre 1998 devant le jury composé de:

M. Germain CHARTIER	Président
M. Emmanuel CAUX	Rapporteur
M. Renaud FOY	Rapporteur
M. Pascal ANGEBAULT	Examineur
M. Luc AUDAIRE	Examineur
M. Alain CASTETS	Examineur
M. Jean Louis MONIN	Directeur de thèse

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble
et du Laboratoire Infrarouge (LETI/CEA-Grenoble).

*Tandis que les étoiles détachées
dormaient telles des lampes léthargiques,
effilant leur pureté immobile...
J'ai gratté sur ma route, comme vous
l'étoile interminable.*

Pablo Neruda, Le Chant Général.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans l'enthousiasme et le soutien des nombreuses personnes que j'ai cotoyées au Laboratoire infrarouge, à SOFRADIR, à l'Observatoire de Grenoble et à l'Observatoire Européen Austral.

Je voudrais exprimer ma profonde gratitude envers Jean-Pierre Chatard. Son enthousiasme et son ouverture d'esprit ont largement contribué à l'initiation et au suivi de ce projet.

Je souhaite ensuite remercier Renaud Foy et Emmanuel Caux, qui ont bien voulu assumer la lourde tâche de rapporteurs, ainsi que Germain Chartier, pour avoir accepté de présider mon jury de thèse.

Jean-Louis Monin, par son dynamisme, a su, et ce, malgré nos relations parfois tendues, à la fois orienter ce travail de recherche et me donner la possibilité de l'effectuer dans les meilleures conditions. Je lui en suis reconnaissant.

Que Luc Audaire, par ses encouragements et son soutien constant, trouve ici une place de choix dans mes remerciements.

Je tiens à remercier particulièrement Pascal Angebault pour les échanges chaleureux qu'il a su me donner dans nos relations et dans le suivi de mon travail.

Philippe Feautrier m'aura souvent prêté main forte, par ses compétences et sa sympathie. Qu'il reçoive mes sincères remerciements.

J'exprime ici ma profonde gratitude à Daniel Amingual et Raymond Boch pour m'avoir réservé un excellent accueil au sein du LIR. Les membres du groupe électro-optique occupent une place particulière, tant leur bonne humeur et leur enthousiasme communicatif ont fait partie intégrante des moments passés avec eux. Je tiens aussi à remercier Marcel Caes, qui aura largement contribué à guider mes premiers pas dans ce travail.

Je suis particulièrement reconnaissant envers Christian Perrier, qui, outre le fait de m'avoir accueilli à l'Observatoire de Grenoble, a su apporter une attention particulière à mes travaux. Je tiens à remercier aussi toute l'équipe de l'Observatoire de Grenoble et ses joyeux thésards, qui, en m'accompagnant dans mon labeur, m'ont souvent apporté, qui, une explication précieuse, qui, un soutien logistique. Un très grand merci à Gaspard, Samuel, Pierre-Olivier, Patrice, Stephan, Frédéric, David et Jonathan.

Mon expérience au sein de l'Observatoire européen Austral aura été très fructueuse. J'exprime ma reconnaissance envers Patrice Bouchet et Bo Reipurth pour leur soutien et leur confiance. L'équipe du 3.60m, les proches de l'instrument ADONIS, je pense à Michel Faucherre et Eric Prieto, ainsi que tous les autres, Pablo, Ariel, Jacques, Roberto, Stéphane et Philippe (et j'en oublie bien d'autres) auront participé à cette fantastique aventure. En esa están también mis compañeros de trabajo del Observatorio: asistentes de noches y técnicos, con quienes he compartido momentos inolvidables.

J'aimerais laisser transparaître dans ces quelques lignes combien furent chaleureux les encouragements de mes meilleurs compagnons, Jean-Yves, Philippe, Guillaume, Antoine et David, ainsi que ceux de mes compagnons de cordée.

Enfin, je remercie de tout mon cœur Alejandra et mes parents et mes frères et sœurs.

Table des matières

Introduction	10
I Imagerie haute résolution dans le proche Infrarouge	13
I.1 Objets stellaires jeunes	14
I.2 Les contraintes de l'observation infrarouge au sol	16
I.2.1 Absorption atmosphérique	16
I.2.2 Emission du fond	16
I.3 Infrarouge et haute résolution au sol: deux domaines faits pour s'entendre	18
I.3.1 Préliminaire	18
I.3.2 En absence de turbulence atmosphérique	19
I.3.3 Propriétés spatiales de la turbulence: le paramètre de Fried	19
I.3.4 Temps de cohérence	20
I.3.5 Angle d'isoplanétisme	21
I.3.6 Optique adaptative	21
I.4 Observations entre 1 et 5 μm et Optique Adaptative	25
I.4.1 En dessous de 2.5 μm	25
I.4.2 La gamme 3-5 μm	26
I.5 COMIC, pourquoi?	26
I.5.1 Présentation du projet	26
I.5.2 Optique adaptative et IR thermique	26
I.6 Présentation du travail de thèse	27
II Le détecteur COMIC	31
II.1 La technologie IRCCD	31
II.1.1 Pourquoi cette technologie?	31
II.1.2 Diodes photovoltaïques HgCdTe	32
II.1.3 Circuit de lecture Silicium, CMOS et TMOS	39
II.1.4 IRCCD pour l'astronomie, l'héritage de mes prédécesseurs	51
II.2 Caractéristiques des détecteurs 3-5 μm	54
II.2.1 Grandeurs caractéristiques	54
II.3 Caractéristiques des composants 3-5 μm	63
II.3.1 Les moyens de caractérisation	63
II.3.2 Fonctions élémentaires et caractéristiques	69
II.3.3 Caractéristiques de transfert et optimisations de fonctionnement	74
II.4 Définition de la caméra	90
II.4.1 Electronique	90
II.4.2 Température de fonctionnement	92

II.4.3	L'optique en résumé	93
II.5	Conclusion	94
III	COMIC sur le ciel	97
III.1	Modes de fonctionnement	97
III.1.1	Champ d'imagerie	98
III.1.2	Modes de fonctionnement	98
III.2	Tests en laboratoire	99
III.2.1	Détecteur	99
III.2.2	Optique	107
III.3	Caractéristiques du système en infrarouge thermique	109
III.3.1	Emission thermique du fond	109
III.3.2	Fond instrumental	110
III.3.3	Cartographie du fond instrumental	111
III.3.4	Bruit de signal sur le fond de ciel	112
III.4	Première nuit scientifique avec la caméra COMIC: illustration d'observation d'étoiles binaires PMS. Performances	115
III.5	Conclusion	115
IV	Spécificités de l'observation IR à haute résolution	117
IV.1	Généralités	117
IV.2	Soustraction du ciel	122
IV.2.1	Exemples de variation d'émission du fond en M, aspect temporel et spatial	123
IV.2.2	Efficacité d'une procédure de type nodding	127
IV.2.3	Influence de la correction sur le bruit de signal	131
IV.2.4	Modélisation du phénomène de brouillage	133
IV.2.5	Limitation de l'optique adaptative dans le thermique	135
IV.3	Champs plats	136
IV.3.1	Calibration de champ plat	137
IV.4	Photométrie	141
IV.4.1	Photométrie absolue en IR	141
IV.4.2	Calibration photométrique du système	145
IV.5	Conclusion	149
V	Qualité des images IR en optique adaptative	151
V.1	Rappels sur la formation des images en optique adaptative	152
V.2	Les paramètres caractéristiques	153
V.2.1	Définition des paramètres	154
V.2.2	Extraction des paramètres	155
V.3	L'échantillon statistique	156
V.4	La variabilité de la FEP "pose individuelle"	157
V.4.1	Mise en évidence de la variabilité de la correction	157
V.4.2	Mouvements résiduels	160
V.4.3	Coma triangulaire et éclatements de la FEP	162
V.5	Caractéristiques de la FEP "pose individuelle"	162
V.5.1	Rapport de Strehl	164

V.5.2	Energie cohérente	165
V.5.3	Rayon de 50% d'énergie	166
V.6	La FEP longue pose	167
V.6.1	Comment l'obtenir?	168
V.6.2	Morphologie de la FEP longue pose	170
V.6.3	Stabilité (à court terme) des images longue pose	172
V.6.4	Propriétés des images longue pose	179
V.7	Conclusion	185
VI	Synthèse et performances	187
VI.1	Performances de la caméra COMIC/ADONIS	187
VI.1.1	Photométrie	187
VI.1.2	Qualité d'image	187
VI.1.3	Sources de bruit	187
VI.1.4	Magnitudes équivalentes au bruit	189
VI.1.5	Magnitudes limites de détection	190
VI.2	Etat de l'art sur les détecteurs IR: du CCD au CMOS	192
VI.2.1	La technologie CMOS	192
VI.2.2	L'étage d'entrée	193
VI.2.3	Etat de l'art sur les matrices de détecteur entre 1 et 5 μm	194
VII	Etude de binaires Pré-Séquence Principale	197
VII.1	Introduction: formation stellaire et binarité	197
VII.1.1	Les étoiles T Tauri	197
VII.1.2	Les systèmes multiples	198
VII.1.3	Environnements circumstellaires	200
VII.2	Observations et réductions des données	202
VII.2.1	Echantillon observé	202
VII.2.2	Conditions d'observation	205
VII.2.3	Quelques remarques sur la réduction des données	205
VII.3	L'analyse photométrique	207
VII.4	Résultats: SED, diagrammes HR	211
VII.4.1	Le type spectral de chaque composante	211
VII.4.2	Le diagramme HR	212
VII.4.3	Conclusions et perspectives	216
	Conclusion	217
	Références Bibliographiques	223

Résumé

Ce travail de thèse concerne le suivi d'une caméra infrarouge sensible dans la gamme 1-5 μm (COMIC), depuis la caractérisation en laboratoire de la mosaïque de détecteurs, jusqu'à son utilisation dans le cadre d'observations astronomiques, sur le système d'Optique Adaptative ADONIS au télescope de 3.60 m de l'Observatoire Européen Austral (ESO), au Chili. Ce manuscrit comporte trois parties qui suivent l'enchaînement chronologique "naturel" de l'étude, dans des lieux de travail différents.

La première partie concerne la mosaïque de détecteurs COMIC (IRCCD 128X128 HgCdTe), en commençant par sa caractérisation en laboratoire, pour finir par sa mise en opération sous télescope, au sein de la caméra COMIC. Elle s'est d'abord déroulée au sein du Laboratoire Infrarouge (LETI/DOPT/CEA-Grenoble), puis à l'ESO, au Chili.

La deuxième partie traite des spécificités de l'observation infrarouge avec un instrument d'Optique Adaptative. Cette partie est le résultat de l'expérience acquise au cours d'un long séjour à l'ESO. Elle unit le point de vue technique de la première partie à celui de l'astronome utilisateur.

Enfin, une illustration du potentiel de l'instrument (COMIC+ADONIS) est donnée en troisième partie dans le cadre d'un programme astronomique bien défini : l'étude de la matière circumstellaire dans des systèmes binaires pré-Séquence Principale. Cette dernière étude a été menée à l'Observatoire de Grenoble.

Abstract

This thesis work provides a complete study of a 1-5 μm infrared camera designed to be used with the Adaptive Optics system installed at the European Southern Observatory (ESO) 3.6m telescope, from the laboratory characterization of the IRCCD 128X128 HgCdTe Focal Plane Array (FPA), to astronomical results obtained on a sample of Pre-Main-Sequence binaries. This document includes three parts which follow the “natural” chronological sequence of the study.

The first part is related to the laboratory characterization of the FPA, followed by its setting in operation at the telescope, within the COMIC camera. This part was started at the Laboratoire Infrarouge-LETI (DOPT/CEA-Grenoble) and finished at ESO-La Silla Observatory.

The second part deals with the specificities of IR observations with Adaptive Optics. This part illustrates the experience acquired during a long stay at ESO. It makes the link between the technical work of the first part and the observer’s point of view.

To finish, an illustration of the astronomical capabilities of the instrument (COMIC+ADONIS) is given in the third part, in the framework of a well-defined astronomical program. This program concerns the study of the circumstellar material in Pre-Main-Sequence binaries. This last part was done at the Observatoire de Grenoble.

Introduction

Ce travail de thèse comporte un caractère essentiellement instrumental et s'inscrit dans le domaine de l'observation astronomique à Haute Résolution Angulaire et celui de l'observation astronomique en infrarouge. Il est plus spécifiquement centré sur les techniques d'Optique Adaptative et les techniques d'observation astronomique dans la gamme du proche infrarouge (1-5 μm). Le thème de recherche scientifique qui se situe en amont de cette étude s'inscrit dans le cadre de la formation des systèmes stellaires et planétaires. Plus spécifiquement, il s'applique à l'environnement circumstellaire des étoiles binaires pré-séquence principale de type TTauri.

Contexte scientifique

- Le processus de formation des étoiles peu massives produit une fraction importante d'étoiles binaires.
- une part importante des étoiles jeunes peu massives (étoiles TTauri) montre la présence d'un disque d'accrétion circumstellaire, produit rémanent de la naissance des étoiles et précurseur d'un disque protoplanétaire.

L'interaction entre un système binaire TTauri et les disques associés au système est un phénomène répandu dans le processus de formation d'étoiles de faible masse. Les disques associés au système comportent les disques circumstellaires et, éventuellement, un disque circumbinaire. Ce dernier type de disque a été observé, conformément aux modèles théoriques.

Questions en suspens

De nombreuses questions se posent alors, par exemple:

- La binarité a-t-elle un effet destructeur sur les disques?
- Quelle est l'influence des paramètres physiques de chaque composante sur la présence ou l'absence de disques autour de chacune d'elle?
- Quels sont les effets des disques sur les paramètres orbitaux du système?
- Les différents types de disques peuvent-ils survivre assez longtemps pour former des disques protoplanétaires? Si oui, sous quelles conditions?

La réponse à ces questions passe par la meilleure connaissance de la physique de ces systèmes, en particulier:

- La connaissance des paramètres physiques de chaque composante
- La connaissance des paramètres orbitaux du système
- L'étude de la matière circumstellaire

Les avancées possibles dans ce domaine tirent avantageusement profit des progrès instrumentaux réalisés pendant les dernières années dans le domaine de l'observation haute résolution angulaire dans le proche infrarouge.

Contexte instrumental

Le contexte instrumental de ce travail repose sur deux pôles complémentaires, et s'inscrit dans le cadre de l'observation à haute résolution angulaire au sol:

- le développement des dispositifs IR. En particulier, les dernières années ont vu l'apparition de dispositifs de grand format et sensibles dans le proche infrarouge, adaptés à l'astronomie puisque montrant un faible bruit de lecture.
- le développement des instruments d'Optique Adaptative. Ces instruments corrigent en temps réel les distorsions induites par les turbulences atmosphériques sur le front d'onde et permettent de restituer, sur les instruments offerts actuellement à la communauté scientifique, la limite de diffraction d'un télescope de la classe des 4m au delà de $\simeq 1 \mu\text{m}$.

Ces techniques offrent un complément nécessaire aux observations grand champ par exemple, ou encore aux observations réalisées par le télescope spatial.

L'efficacité d'un instrument d'Optique Adaptative repose essentiellement sur l'accessibilité à une large couverture spectrale (par exemple 1-5 μm) et sur un développement de modes d'observation complémentaires, tels la polarimétrie, la spectro-imagerie ou la coronographie.

S'agissant d'une instrumentation complexe, il apparaît comme essentiel de mener une étude systématique sur ces instruments lors de leur mise en opération. En particulier, il convient de définir les procédures d'observation et de calibration en fonction du programme d'observation considéré, ainsi que les méthodes de réduction à mettre en oeuvre. Ces aspects passent par la connaissance des spécificités de ces instruments, et notamment des biais instrumentaux qui peuvent affecter les données.

Les domaines de l'astrophysique qui tirent profit de ces techniques, outre le champ de la formation stellaire discuté précédemment, sont nombreux. On peut citer par exemple l'étude des environnements circumstellaires autour d'objets plus évolués, la planétologie, et les galaxies à noyaux actifs.

Chapitre I

Imagerie haute résolution dans le proche Infrarouge

Chapitre I

Imagerie haute résolution dans le proche Infrarouge

Sommaire

I.1	Objets stellaires jeunes	14
I.2	Les contraintes de l'observation infrarouge au sol	16
I.3	Infrarouge et haute résolution au sol: deux domaines faits pour s'entendre	18
I.4	Observations entre 1 et 5 μm et Optique Adaptative	25
I.5	COMIC, pourquoi?	26
I.6	Présentation du travail de thèse	27

L'essor des hautes technologies a permis de confirmer l'énorme potentiel de l'observation astronomique dans le domaine de l'infrarouge ($1\mu\text{m} < \lambda < 350\mu\text{m}$). L'émergence des matériaux détecteurs au-delà de 1 μm a d'abord joué un rôle déterminant. En s'affranchissant des contraintes imposées par l'atmosphère, l'observation depuis l'espace par satellites a de plus permis d'explorer des régions du spectre jusqu'ici inconnues. Dans ce cadre, le satellite IRAS (InfraRed Astronomical Satellite) a largement contribué au début des années 80 à l'envol des découvertes en astronomie infrarouge.

Quels sont les intérêts de l'observation dans l'infrarouge?

- Certains objets d'intérêt astrophysique émettent principalement dans l'infrarouge. Ce sont des objets "froids" ($T \lesssim 2500\text{K}$). On peut citer les étoiles en formation qui n'ont pas encore commencé leur cycle de combustion nucléaire, et les objets du système solaire: planètes, comètes et astéroïdes.
- La taille des grains circumstellaires et interstellaires est typiquement sub-micronique. Ils sont donc à l'origine d'une extinction qui diminue de manière drastique au delà de 1 μm . Le terme d'absorption, en magnitude, est ainsi diminué d'un facteur $\simeq 10$ entre 0.55 et 2.2 μm et d'un facteur $\simeq 100$ entre 0.55 et 5 μm . L'observation infrarouge permet donc de pénétrer des nuages de poussières opaques aux rayonnements visibles.

- Le corollaire du point précédent est que les grains de poussière chauffés par la radiation ré-émettent dans l'infrarouge. Ils s'avèrent être un traceur de la source excitatrice et de la distribution de matière autour de ces sources. Leur observation permet d'accéder à leur propre état physico-chimique: taille, densité, température, composition.
- Des molécules qui sont communément présentes dans le milieu interstellaire, tels l'hydrogène moléculaire (H_2) et le monoxyde de carbone (CO), émettent et absorbent à des longueurs d'onde situées dans l'infrarouge.
- La lumière visible émise par les quasars et les galaxies à fort décalage vers le rouge apparaît infrarouge à l'observateur.

L'étude du processus de formation d'étoiles est sans doute le domaine astrophysique qui a le plus bénéficié de l'envol de l'astronomie IR. A titre d'exemple, les différentes étapes du processus de formation d'objets stellaires jeunes de faible masse, ainsi que leurs caractéristiques spectrales, sont données au paragraphe suivant (paragraphe I.1). Dans la suite de ce chapitre, l'accent sera mis sur l'observation infrarouge au sol: nous verrons qu'elle est soumise à de fortes contraintes (paragraphe I.2) tout en favorisant l'observation à haute résolution angulaire, notamment dans le champ de l'Optique Adaptative (paragraphe I.3). Des exemples de programmes astrophysiques effectués dans ce cadre sont donnés au paragraphe I.4. Le projet de caméra infrarouge thermique COMIC pour le système d'Optique Adaptative ADONIS est exposé au paragraphe I.5. La présentation du travail de thèse conclut ce chapitre (paragraphe I.6).

I.1 Objets stellaires jeunes

L'observation des étoiles jeunes de faible masse ($M_* \leq 2M_\odot$) en formation (appelées étoiles T-Tauri du nom d'une étoile archétype de la région de formation du Taureau) permet de remonter aux origines de notre propre système solaire et de comprendre sa genèse.

Selon les modèles actuels, la forme des distributions spectrales d'énergie (dans l'infrarouge) des objets stellaires jeunes offre un moyen de déterminer leur stade d'évolution. En effet, le spectre émis par un objet stellaire jeune dépend de la distribution et des propriétés physiques (densité, température et composition) de la matière (poussière et gaz) environnante, qui varient avec l'état évolutif du système. Un objet protostellaire profondément enfoui dans son nuage géniteur aura une signature spectrale dans l'infrarouge différente d'une étoile Pré-Séquence Principale qui aura capté l'essentiel de la matière environnante.

C'est dans le domaine infrarouge, entre 2 et 25 μm , qu'est apparue la première classification d'objets stellaires jeunes (Lada 1987). Sur cette classification qui comportait trois classes (les classes I, II et III), est venue se greffer la classe 0 (à partir d'observations millimétriques, André (1993)), pour former un possible schéma évolutif (figure I.1).

La naissance d'un embryon d'étoile a lieu au sein d'une enveloppe de poussière et de gaz en rotation, qui s'effondre à partir d'une condensation initiale. Cette enveloppe s'aplatit sous l'effet de la force centrifuge et d'un champ magnétique à grande échelle, menant à la formation d'un disque autour de la proto-étoile.

Les objets de classe 0 correspondent à des sources profondément enfouies dans le nuage géniteur. Ce sont des objets proto-stellaires froids (quelques dizaines de kelvin) qui émettent dans le domaine millimétrique. L'énergie émise dans la zone d'accrétion centrale est absorbée par l'enveloppe de poussière

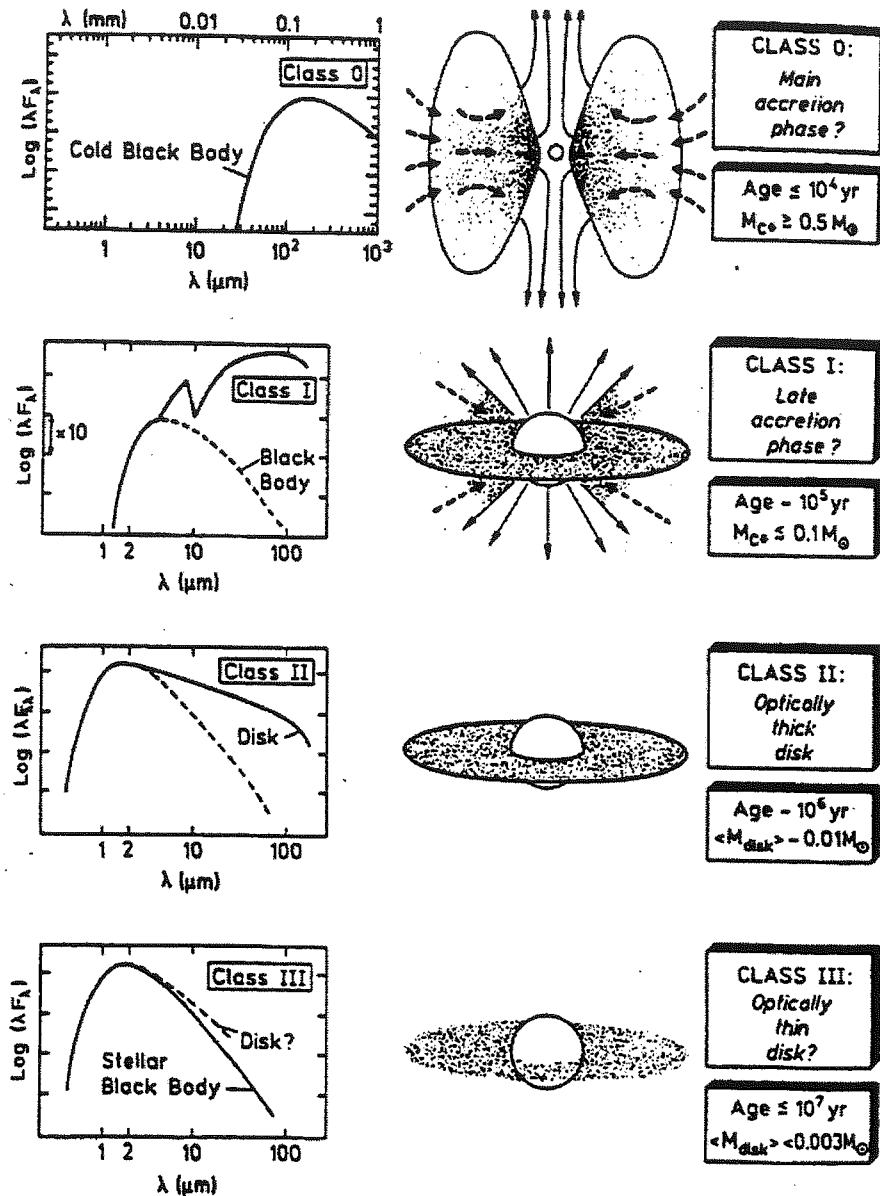


Figure I.1 – Séquence évolutive de formation d'une étoile de faible masse, d'après André (1993).

externe, puis réémise dans le domaine millimétrique.

Les objets de classe I sont visibles dans l'infrarouge. Ils possèdent une enveloppe de poussière réduite par rapport aux objets de classe 0, ce qui souligne leur statut évolutif avancé par rapport à ces derniers. Leur distribution d'énergie représente une proto-étoile entourée d'un disque d'accrétion de l'ordre de 10-100 AU, au sein d'une enveloppe beaucoup plus étendue (de l'ordre de 10^4 AU).

Ces proto-étoiles (classe 0 et classe 1) sont observées dans des nuages tels que le Taureau, Orion, ou ρ Ophiucus. Ils sont accompagnés d'autres phénomènes: jets, objets de Herbig-Haro (qui ont d'ailleurs été observés dans le visible avant la découverte des sources elles-mêmes). Les objets de classe II émettent principalement dans l'infrarouge. L'enveloppe a quasiment disparu, balayée par le vent stellaire. Elle est entourée d'un disque d'accrétion optiquement épais d'un rayon de l'ordre de 100 AU (T-Tauri classique ou CTTS). C'est ce disque qui est responsable de l'excès d'émission dans l'infra-

rouge.

Pour les objets de classe III, le disque est devenu optiquement mince, il n'y a plus d'accrétion ni de jet énergétiques. La distribution d'énergie est celle d'une photosphère nue (de type spectral K à M). Le disque circumstellaire, dilué, peut abriter la formation de planétésimaux.

⇒ Les densités spectrales de la figure I.1 montrent que la gamme 1-5 μm est particulièrement adaptée à l'étude des objets jeunes de classe I, II, et III. Ces objets ont en effet un maximum d'émission dans cette gamme de longueur d'onde.

I.2 Les contraintes de l'observation infrarouge au sol

I.2.1 Absorption atmosphérique

L'atmosphère terrestre n'est pas uniformément transparente au rayonnement infrarouge. En particulier les molécules d'eau (H_2O) et de dioxyde de carbone (CO_2) possèdent de nombreuses bandes d'absorption dans cette gamme de longueur d'onde. Entre ces bandes d'absorption, l'atmosphère est quasiment transparente. La teneur en vapeur d'eau devient particulièrement critique pour les longueurs d'onde les plus élevées; elle est cependant minimisée par l'altitude et la sécheresse du site normalement choisi pour observer dans l'infrarouge.

Longueur d'onde μm	Symbole	Largeur μm
1.25	J	0.3
1.65	H	0.3
2.2	K	0.4
3.5	L	0.6
3.8	L'	0.6
4.8	M	0.6
11	N	2.0
20	Q	5.0

Tableau I.1 – Les fenêtres atmosphériques approximatives utilisées en astronomie.

Les intervalles de longueur d'onde pour lesquels l'atmosphère est transparente sont appelées "fenêtres" atmosphériques. Les fenêtres approximatives utilisées en astronomie sont données tableau I.1. Des filtres interférentiels correspondant à ces fenêtres sont couramment utilisés pour des mesures photométriques. Certains filtres sont notamment optimisés pour éviter les bandes d'absorption/émission présentes en limite de fenêtre (ils évitent donc une contamination propre au site): ils comportent généralement le suffixe (') ou "short".

I.2.2 Emission du fond

Un corps porté à la température de 300K émet un rayonnement qui a une intensité maximale à une longueur d'onde d'environ 10 μm . Ce rayonnement, bien que diminué d'un facteur $\simeq 100$, reste important à 3 μm . L'atmosphère et l'environnement proche (optique, télescope...) sont responsables

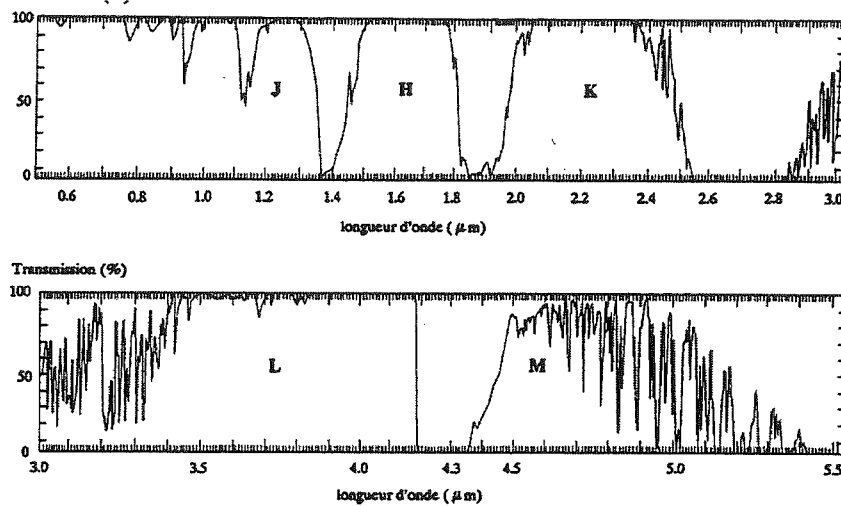


Figure I.2 – Fenêtres atmosphériques entre 1 et 5 μm .

d'une telle émission thermique.

Entre 1 et 2.5 μm , on trouve un autre type d'émission produit par les réactions photochimiques induites par le rayonnement solaire dans la haute atmosphère.

Ces deux phénomènes produisent une émission du fond qui rend difficile la détection directe des sources astronomiques.

Emission non thermique

Cette émission provient essentiellement du radical Hydroxyl (OH) qui possède un nombre important de raies d'émission entre 1 et 2.5 μm ¹. Ces raies d'émission proviennent de la désexcitation des états vibrationnels du radical OH^* vers l'état fondamental OH . L'émission a lieu dans les hautes couches de l'atmosphère (à une altitude $\simeq 90$ km) et peut varier d'un facteur 2 sur une échelle de quelques dizaines de minutes. En outre, les rapports de raies du spectre d'émission du radical OH^* sont susceptibles de varier sur les mêmes échelles de temps. Ce point est par exemple contraignant pour les applications de spectroscopie haute résolution dans le proche IR.

Emission thermique

L'atmosphère rayonne comme un corps noir avec une émissivité qui dépend de son opacité à la longueur d'onde considérée. L'émissivité vaut 1 si l'atmosphère est optiquement épaisse, mais peut être inférieure à 0.1 dans les fenêtres pour lesquelles l'absorption est faible. La vapeur d'eau est majoritairement responsable de l'absorption au delà de 3 μm . Cependant la température effective de l'atmosphère reste typiquement inférieure à celle de l'instrument. Ce dernier domine alors l'émission thermique. On différencie l'émission instrumentale et l'émission du fond de ciel.

On obtient l'émission totale du fond en ajoutant les contributions thermiques et non thermiques du fond. Le spectre résultant est représenté figure I.3 et comporte les deux régimes précédemment discutés: l'émission OH montre de nombreuses structures en dessous de 2.5 μm , alors que l'émission de type corps noir due au télescope et l'optique domine au delà.

1. la molécule O_2 possède aussi une raie d'émission brillante à 1.27 μm .

⇒ Entre 1 et 5 μm , l'émission de fond change de plusieurs ordres de grandeur. Ce dernier point est de première importance: il laisse présager des différences fondamentales entre la détection de sources astronomiques en dessous de 2 μm et au delà de 2 μm .

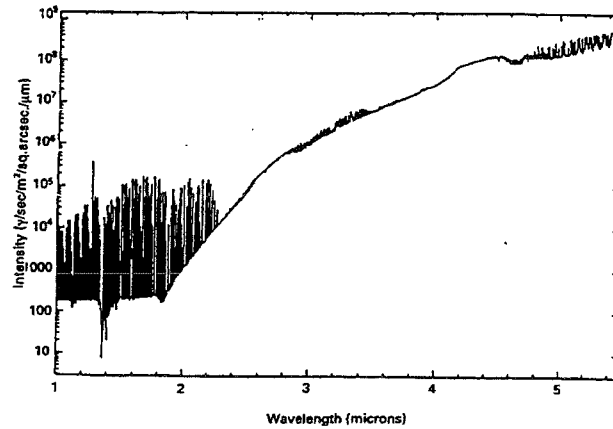


Figure 1.3 – Emission du fond en fonction de la longueur d'onde dans l'infrarouge proche (d'après McLean (1993)).

I.3 Infrarouge et haute résolution au sol: deux domaines faits pour s'entendre

L'ennemi de l'observation haute résolution angulaire depuis le sol, c'est la turbulence atmosphérique. Le but de cette section est d'introduire les paramètres caractéristiques de la turbulence, dans le cadre du formalisme de l'optique, et de montrer que son effet sur les observations à haute résolution angulaire est moins dramatique à mesure que l'on pénètre dans le domaine de l'infrarouge.

I.3.1 Préliminaire

Le rôle d'un système optique est de former l'image dans un plan appelé plan image d'un objet situé dans un plan appelé le plan objet. Dans le cas qui nous intéresse, le télescope, le plan image est le plan focal du télescope, et le plan objet est situé à l'infini (sur la voûte céleste). Un point du plan image ou du plan objet est représenté par rapport à l'axe optique du système par un vecteur angulaire à deux dimensions qui s'exprime en radians¹. Le système optique est caractérisé par sa réponse impulsionnelle, la Fonction d'étalement de point (FEP), qui ne dépend que d'une variable dans le cas d'un système isoplanétique. Elle sera notée $FEP(\vec{\alpha})$. Sa transformée de Fourier s'appelle la Fonction de Transfert Optique et caractérise la réponse fréquentielle du système. Elle est notée $FTO(\vec{f})$, où \vec{f} est la variable conjuguée de $\vec{\alpha}$ au sens de la transformée de Fourier.

La fonction de transfert optique instantanée s'écrit comme la fonction d'autocorrélation de l'amplitude complexe sur la pupille. Sous certaines conditions²:

$$FTO_i(\vec{\rho}/\lambda) = 1/S \int \exp(i\phi(\vec{r}) - i\phi(\vec{r} + \vec{\rho})) P(\vec{r}) P(\vec{r} + \vec{\rho}) d\vec{r}$$

1. pour les applications haute résolution exposées ici, il est d'usage d'exprimer une des coordonnées en seconde d'arc (arc-sec)

2. hypothèse du champ proche, c'est-à-dire que la turbulence atmosphérique a pour unique effet d'introduire un déphasage au niveau de la pupille du télescope, valable pour un télescope de grand diamètre)

où $P(\vec{r})$, est la fonction caractéristique de la pupille du télescope, qui, pour un télescope idéal vaut 1 à l'intérieur de la pupille et 0 à l'extérieur. ϕ est la phase turbulente. Le facteur $1/S$, où S est l'aire de la pupille, normalise l'énergie de la FTO à 1. La dépendance en $\vec{\rho}/\lambda$ de la FTO souligne la correspondance entre la distance $\vec{\rho}$ dans la pupille et la fréquence spatiale $\vec{f} = \vec{\rho}/\lambda$.

Dans cette expression, ϕ est une fonction aléatoire. En faisant l'hypothèse que la phase traverse un grand nombre de cellules indépendantes dont l'indice de réfraction varie aléatoirement sous l'effet de la turbulence, le théorème central limite permet de considérer que ϕ est une fonction aléatoire gaussienne centrée.

La fonction de transfert optique longue pose s'écrit:

$$FTO(\vec{\rho}/\lambda) = \langle FTO_i(\vec{\rho}/\lambda) \rangle$$

où $\langle \rangle$ est une moyenne temporelle.

Soit, puisque ϕ est une fonction aléatoire gaussienne¹:

$$FTO(\vec{\rho}/\lambda) = 1/S \int \exp(-1/2 \langle \phi(\vec{r}) - \phi(\vec{r} + \vec{\rho}) \rangle^2) P(\vec{r}) P(\vec{r} + \vec{\rho}) d\vec{r}$$

On définit alors la fonction de structure de phase par:

$$D_\phi(\vec{\rho}, \vec{r}) = \langle (\phi(\vec{r}) - \phi(\vec{r} + \vec{\rho}))^2 \rangle$$

I.3.2 En absence de turbulence atmosphérique

Ce cas de figure correspond au cas idéal de l'observation. La FTO s'écrit alors simplement (en supposant que le télescope est optiquement parfait):

$$FTO(\vec{\rho}/\lambda) = T_0(\vec{\rho}/\lambda) = 1/S \int P(\vec{r}) P(\vec{r} + \vec{\rho}) d\vec{r}$$

Où P est la pupille du télescope. Cette dernière est circulaire, de diamètre D et comporte une occultation centrale de diamètre d . Dans le cas du télescope de 3.6m de l'ESO, $D=3.6m$ et $d/D=0.44$.

La fonction d'autocorrélation d'une pupille annulaire, $T_0(\vec{\rho}/\lambda)$ agit comme un filtre passe-bas qui présente une fréquence de coupure à $f_c = D/\lambda$. La FEP du télescope, $FEP_0(\vec{\alpha})$ (où $\vec{\alpha}$ est l'angle de champ) est donnée par la transformée de Fourier de $T_0(\vec{\rho}/\lambda)$ qui est la fonction de Bessel du premier ordre. On l'appelle aussi tache d'Airy; elle est formée d'un pic central accompagné d'anneaux qui lui sont concentriques et d'intensité décroissante. En astronomie, la résolution de l'instrument est définie par la largeur à mi-hauteur du pic central², qui vaut $\simeq \lambda/D$.

I.3.3 Propriétés spatiales de la turbulence: le paramètre de Fried

La turbulence atmosphérique est décrite avec une très bonne approximation par le modèle de Kolmogorov. Dans ce modèle les fluctuations de phase sont supposées stationnaires et isotropes. On a donc:

$$D_\phi(\vec{\rho}, \vec{r}) = D_\phi(\rho)$$

1. la fonction caractéristique d'une variable aléatoire gaussienne centrée u est telle que $\langle \exp(iu) \rangle = \exp(-\langle u^2 \rangle / 2)$

2. préférée au critère de Rayleigh. Si la largeur à mi-hauteur du pic central varie peu avec l'occultation, il n'en va pas de même pour la position du premier minimum d'intensité

son expression analytique est donnée par Fried (Fried 1966):

$$D_\phi(\rho) = 6.88(\rho/r_0)^{5/3}$$

Le paramètre r_0 est un paramètre clé qui caractérise la turbulence.

L'hypothèse de stationnarité permet d'exprimer la FTO sous la forme:

$$FTO(\vec{\rho}/\lambda) = \exp(-1/2D_\phi(\vec{\rho}))T_0(\vec{\rho}/\lambda)$$

Dans le cas purement turbulent, on peut séparer la contribution de l'atmosphère de celle du télescope. De plus, on définit le paramètre de Fried à partir de cette dernière expression: r_0 est le diamètre d'un télescope qui donnerait en l'absence de turbulence la même résolution qu'un télescope de diamètre infini dans les conditions de turbulence considérées. r_0 est ainsi défini par:

$$\int \exp(-1/2D_\phi(\vec{\rho}))d\rho = \pi/4(r_0/\lambda)^2$$

où on a utilisé le parallèle:

$$\int T_0(\vec{\rho})d\rho = \pi/4(D/\lambda)^2$$

Si $r_0 < D$, l'effet de la turbulence est d'atténuer la réponse fréquentielle du télescope.

On montre¹ que la dépendance en λ de r_0 est telle que $r_0 \propto \lambda^{6/5}$.

A La Silla, r_0 est typiquement de l'ordre $\simeq 10\text{cm}$ à $0.5\mu\text{m}$. La turbulence est alors un facteur limitant pour l'observation en dessous de $10\mu\text{m}$ pour un télescope de la classe des 4m: le télescope perd son pouvoir de résolution et ne garde que son pouvoir collecteur. L'observation en infrarouge permet de se rapprocher de la limite de diffraction du télescope.

\Rightarrow Le rapport λ/r_0 est communément appelé "seeing" par les astronomes.

I.3.4 Temps de cohérence

De la même manière que le paramètre de corrélation spatiale du front d'onde a été introduit au paragraphe précédent, on peut introduire le paramètre de corrélation temporelle du front d'onde.

L'hypothèse de Taylor (Taylor 1938), ou approximation de la turbulence gelée, est couramment utilisée pour exprimer le temps de corrélation. Selon cette hypothèse, la turbulence est représentée comme un écran de phase gelé qui se translate à vitesse constante devant la pupille du télescope. Le milieu atmosphérique turbulent est alors stratifié en une série de couches discrètes qui agissent comme autant d'écrans de phase. A chaque couche correspond une vitesse de vent, qui est associée à la vitesse de translation de l'écran dans l'approximation de Taylor. On obtient alors l'expression du temps de corrélation du front d'onde:

$$\tau_0 = \frac{r_0}{\bar{v}}$$

\bar{v} étant la vitesse moyenne des couches turbulentes.

1. C'est une conséquence du fait qu'une turbulence de type Kolmogorov a une densité spectrale d'énergie en $k^{-11/3}$ (sur un domaine limité), k étant la norme du vecteur tridimensionnel de fréquence spatiale \vec{k}

I.3.5 Angle d'isoplanétisme

Les déformations de la phase après traversée de l'atmosphère sont fonction de la direction d'observation. L'hypothèse d'isoplanétisme n'est donc pas rigoureusement valable. On peut cependant définir un angle du champ pour lequel les déformations du front d'onde en provenance d'un objet étendu n'altèrent pas trop la qualité de l'image. On définit un angle appelé angle d'isoplanétisme, qui correspond à l'angle sous lequel est vu r_0 , dans la couche turbulente, depuis la pupille d'entrée de l'instrument d'observation:

$$\theta_0 = \frac{r_0}{\bar{h}}$$

\bar{h} représente l'altitude moyenne de la couche turbulente de l'atmosphère.

⇒ Ces deux derniers paramètres ont une dépendance en longueur d'onde en $\lambda^{6/5}$.

I.3.6 Optique adaptative

I.3.6.1 Principe de l'optique adaptative

Le principe de l'Optique Adaptative est décrit de manière approfondie dans de nombreux travaux (Rigaut 1992, Gendron 1995a, Conan 1994). Nous allons donner ici un résumé de la manière dont fonctionne un tel système.

Le principe de base d'un système d'Optique Adaptative est de corriger en temps réel les déformations du front d'onde induit par la turbulence atmosphérique, de façon à restituer, idéalement, un front d'onde plan, et d'avoir ainsi accès à la limite de résolution du télescope.

Les éléments de base d'un tel système sont les suivants (figure I.4):

- un miroir déformable. Ce miroir agit de manière à supprimer les différences de chemin optique (équivalant à une déformation du front d'onde) au niveau de la pupille d'entrée du télescope, entre les rayons lumineux issus de la source. Cela est réalisé par une déformation mécanique de sa surface. La turbulence évoluant avec le temps, cette déformation est dynamique.
- un dispositif d'analyse. Ce dispositif vise à mesurer la "planéité" du front d'onde après correction par le miroir déformable.
- un système de contrôle qui renvoie les informations issues du dispositif au miroir déformable, sous forme de commande. Ce système assure la fonction de rétro-action.

Un système d'Optique Adaptative est un système asservi. Sa limitation actuelle essentielle provient du fait qu'il utilise le flux provenant d'une source astronomique (appelée étoile de référence) pour analyser le front d'onde perturbé.

Le système doit en effet échantillonner temporellement et spatialement la déformation du front d'onde. Le flux provenant de la source subit donc ce même échantillonnage. On est donc ramené à un problème de détection au niveau de l'analyse de front d'onde. La limite de détection est imposée par:

- Le bruit de mesure (essentiellement le bruit de photon et le bruit de lecture du dispositif détecteur utilisé).
- Le découpage de la pupille du télescope en N sous-pupilles.
- La cadence de lecture du dispositif de détection, qui fixe la bande passante du système.

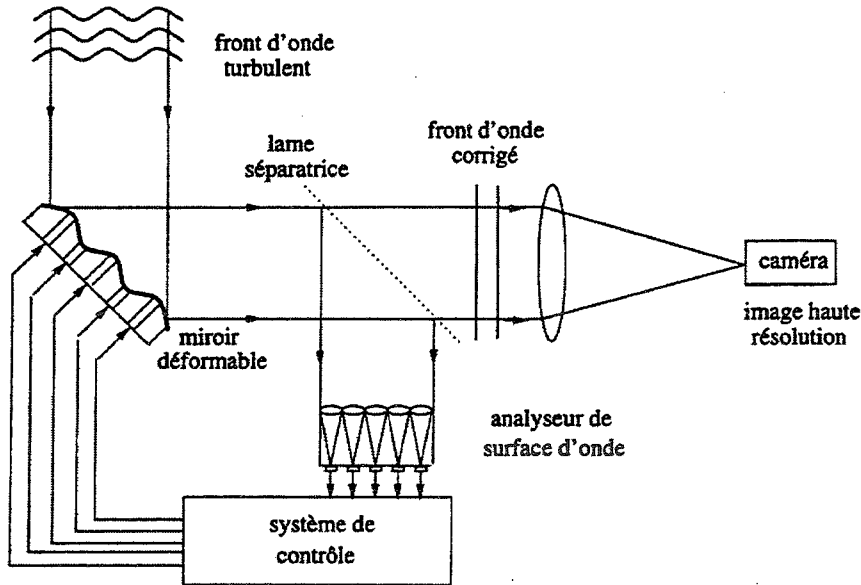


Figure I.4 – Principe de fonctionnement d'un système d'Optique Adaptative.

Les deux derniers points vont limiter les performances du système. Le système restitue la résolution du télescope à la condition que $r_0 > D/N$ et que $1/\tau_0$ soit inférieur à la bande passante du système. La magnitude limite de la voie analyse et la longueur d'onde d'observation sont donc intimement liées. L'indice de réfraction de l'air étant achromatique, les différences de chemin optique sont elles-mêmes achromatiques ce qui permet d'effectuer l'analyse du front d'onde et l'observation à des longueurs d'onde différentes. On trouve les détecteurs les plus performants dans le domaine visible, pour lequel on dispose d'ailleurs de détecteurs à comptage de photons. Ils sont donc couramment utilisés pour la voie analyse.

La magnitude limite de détection diminue considérablement le nombre de sources accessibles. Le concept d'étoile artificielle, réalisé grâce à un faisceau laser, permet de créer une source de référence suffisamment brillante et d'augmenter la couverture de ciel.

I.3.6.2 Description du banc ADONIS

Le système d'Optique Adaptative ADONIS est installé au foyer Cassegrain $F/8$ du télescope de 3.60m de l'ESO, au Chili (Beuzit *et al.* 1997). Le schéma optique de l'instrument est représenté figure I.5. Le miroir de tilt (M_4) corrige la pente moyenne du front d'onde et le miroir déformable (M_3), les déformations du front d'onde de plus haute fréquence. Une lame dichroïque sépare ensuite le faisceau en deux: le faisceau d'analyse visible et le faisceau d'imagerie infrarouge ($\lambda > 0.95\mu m$). Le banc dispose de deux analyseurs de type Shack-Hartmann, l'un faible flux ($m_V > 8$), l'autre fort flux ($m_V < 8$). Un miroir de champ situé sur la voie image permet d'accéder à un champ d'imagerie de l'ordre de $40''$ de rayon autour de la source de référence (correspondant au champ d'isoplanétisme par condition "moyenne" d'observation).

Le miroir déformable

Le miroir déformable est constitué d'une membrane en Silicium muni d'un revêtement argenté, derrière

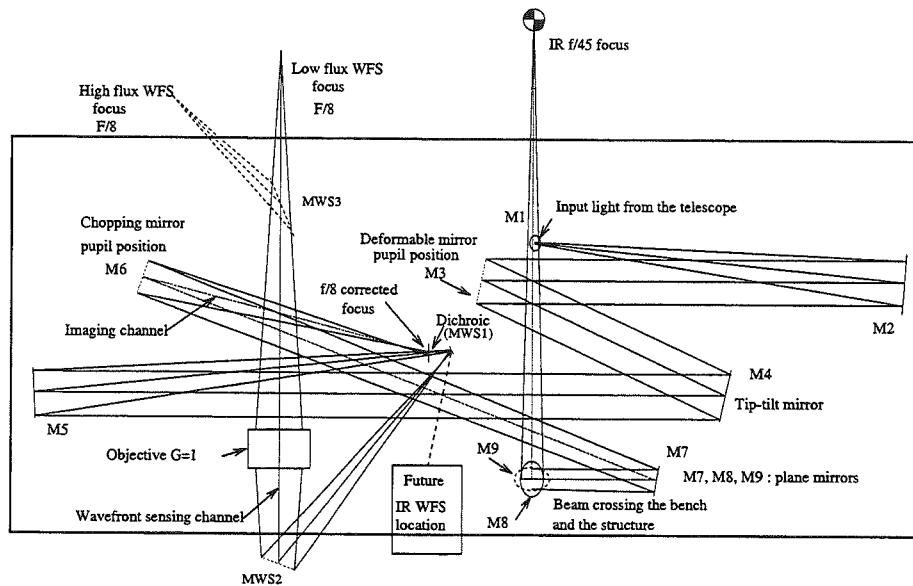


Figure I.5 – Schéma optique du banc d'Optique Adaptative de l'instrument ADONIS.

laquelle sont disposés 64 actuateurs piezo-électriques (52 dans la partie utile). Ils tirent ou poussent sur la membrane avec une course de $\pm 5\mu m$, alimentés par une haute tension.

Le miroir de correction de tilt

C'est un miroir plan dans une monture deux axes. La rotation de chaque axe est réalisée à l'aide de deux actuateurs piezo-électriques. Sa résolution sur le ciel est $0.0013''$ pour une course maximum de $70''$.

Analyseur de front d'onde

L'analyse est effectuée au moyen d'un analyseur de type Shack-Hartmann dont le principe est décrit figure I.6. Il est équipé de 32 sous-pupilles, disposées sur un quadrillage 7×7 . L'angle de vue par sous-pupille est limité à $6''$. Un jeu de 10 densités est utilisé pour ajuster le flux de l'étoile de référence à la dynamique des détecteurs des caméras d'analyse fort et faible flux. Ces caméras sont sélectionnées en fonction de la magnitude de l'étoile de référence. La cadence maximale de lecture de ces caméras est de 200 Hz.

Calculateur temps réel

Il est composé de deux éléments: un calculateur de front d'onde qui calcule les positions des centroïdes X et Y sur chaque sous-pupille, et un calculateur de commande qui commande le miroir déformable.

Programme de contrôle

Le système est muni de deux programmes de contrôle, respectivement zonal et modal. Lorsque le flux de l'étoile de référence est suffisant, le contrôle zonal est utilisé. Chaque actuateur est contrôlé indépendamment l'un de l'autre. L'algorithme de contrôle modal (Gendron & Léna 1994) repose sur le fait que le front d'onde perturbé sur la pupille peut être exprimé comme la somme pondérée de différents modes spatiaux. L'avantage d'un tel contrôle est qu'il offre la possibilité d'adapter le nombre de modes corrigés et le gain sur chacun de ces modes, en fonction des conditions de turbulence et du

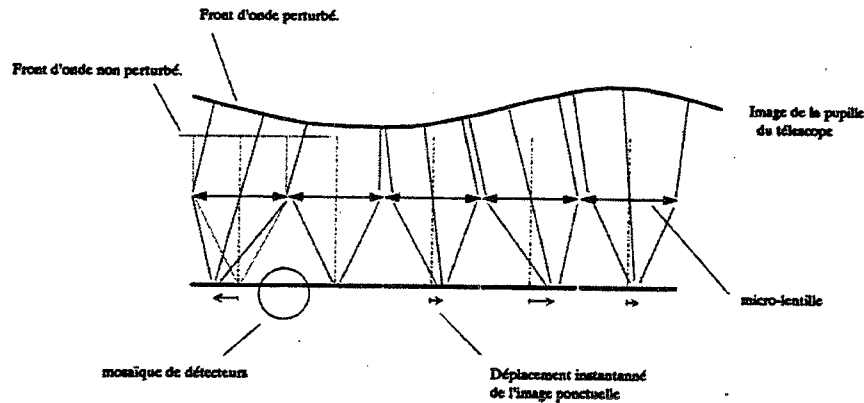


Figure I.6 – Schéma de principe d'un analyseur de Shack-Hartmann. La pente locale du front d'onde sur chaque sous-pupille est mesurée au foyer d'un réseau de micro-lentilles.

programme d'observation (essentiellement le flux de la source de référence).

L'instrument ADONIS est en outre équipé d'un système d'intelligence artificielle qui comporte une interface utilisateur permettant l'optimisation des paramètres nécessaires au fonctionnement du système d'Optique Adaptative.

I.3.6.3 Performances du système ADONIS

Les performances du système reposent sur trois facteurs essentiels:

- Transmission optique. Le nombre important d'interfaces optiques limite fortement la transmission du banc. Pour la voie analyse la transmission est estimée à plus de 40% sur la gamme spectrale 450-750nm. Sur la voie imagerie, elle est estimée à 80% entre 1 et 5 μm .
- La bande passante du système, en terme de fréquence maximum à laquelle le système d'Optique Adaptative corrige effectivement les effets temporels de déformation du front d'onde est de 20 Hz.
- Magnitude limite de la voie analyse. Pour les faibles flux, une caméra de type EBCCD est utilisée. La cadence de lecture varie entre 25 et 100Hz. Bien que permettant une magnitude limite plus élevée, une cadence de lecture plus faible limite la bande passante du système et donc les performances en terme de correction (voir table I.2, Rousset *et al.* (1994)).

Conditions d'observation	Premier ordre (tilt)	2 nd ordre	Bande passante
$m_V = 11, v = 5m/s$	9 Hz	7.5 Hz	4 Hz
$m_V = 15, v = 17m/s$	0.8 Hz	0.4-0.6 Hz	0Hz

Tableau I.2 – Exemple de bande passante obtenue sous différentes conditions d'observation ($r_0(0.5\mu m) = 20cm$), d'après Rousset *et al.* (1994).

I.4 Observations entre 1 et 5 μm et Optique Adaptative

I.4.1 En dessous de 2.5 μm

L'infrarouge proche entre 1 et 2 μm est le domaine qui a le plus été utilisé en imagerie haute résolution et notamment avec un instrument d'optique adaptative. Les raisons essentielles en sont l'émergence de détecteurs infrarouges faible bruit de lecture dans cette gamme de longueur d'onde. Pour mettre en évidence les domaines de l'astronomie qui bénéficient de l'observation haute résolution avec un instrument d'optique adaptative au dessous de 2.5 μm , nous nous appuyerons sur des exemples.

Région de formation d'étoiles

- Détermination du taux de binarité dans des amas ouverts jeunes: Pléiades (Bouvier *et al.* 1997), IC348 (Duchêne *et al.* 1998a).
- Etude de la composante faible masse de la région H_{II} NGC3603 (Eisenhauer *et al.* 1998). La même région a été observée avec des techniques complémentaires de spectro-imagerie.
- Etude la binarité des étoiles Ae/Be de Herbig, caractéristiques des compagnons (Corporon 1998).
- Environnement circumstellaire et binarité. Nous renvoyons le lecteur au chapitre 7 de ce travail pour une discussion sur ce sujet.

Environnement circumstellaire autour d'étoile Séquence principale et évoluées

- Etoile de type Vega: le disque de l'étoile β pic a été largement étudié grâce à des techniques complémentaires de coronographie (Mouillet *et al.* 1997).
- Environnement circumstellaire des étoiles de type LBV. Des techniques complémentaires de spectro-imagerie ont été utilisées sur l'étoile η Car.
- Nébuleuses bipolaires autour d'étoiles supergéantes bleues (Brandner *et al.* 1997)

Planétologie

- Observation des planètes Neptune, Jupiter et Saturne (voir par exemple Roddier *et al.* (1997b)).
- Observation de satellites: Titan (Combes *et al.* 1996, 1997, Roddier *et al.* 1997a)
- Observation des astéroïdes Cérés et Vesta (Drummond *et al.* 1998, Dumas & Hainaut 1996)

Galaxies à noyaux actifs

- Origine de l'émission dans les galaxies infrarouges ultralumineuses (Lai *et al.* 1998)
- Détection du tore de poussière dans la galaxie AGN NGC1068 (Thatte *et al.* 1997).

I.4.2 La gamme 3-5 μm

Tous les programmes précédents sont applicables dans cette gamme de longueur d'onde, particulièrement ceux qui concernent l'émission de poussières. Entre 3 et 5 μm , l'émission des poussières chaudes est prépondérante. Ce domaine de longueurs d'onde est donc un domaine privilégié pour le domaine de la planétologie et l'observation de sources telles que les environnements circumstellaires des étoiles jeunes et évoluées, la dynamique d'accrétion des poussières lors de la formation d'étoiles ou les galaxies à noyaux actifs. Dans ce dernier domaine, citons par exemple:

- La détection du tore de poussière de la galaxie à noyaux actifs NGC 7469. L'avantage de la gamme 3-5 μm est de détecter l'émission thermique du tore de poussière ($T \simeq 800\text{K}$), proche de la source centrale.
- La morphologie de la zone de flambée d'étoiles autour du noyau des AGN. En particulier, ces zones s'accompagnent d'une émission à 3.3 μm adaptée à ce type d'étude (Normand *et al.* 1995).

I.5 COMIC, pourquoi?

I.5.1 Présentation du projet

La gestation de ce projet remonte à la longue collaboration qui existe entre le Laboratoire Infra-Rouge (LIR) et la Société Française de Détecteurs InfraRouge (SOFRADIR) d'une part, et l'Observatoire de Grenoble d'autre part, et qui débuta par la mise en oeuvre d'une des toutes premières caméras IR dont la cible avait été conçue et fabriquée au LIR. Cette cible issue de la technologie IRCCD dont nous détaillerons les principes au chapitre suivant, consistait en une matrice de détecteurs HgCdTe 32X32 utilisée dans la gamme 2-5 μm . Elle fut d'abord mise en place comme imageur IR à l'OHP, puis au CFHT (voir (Monin *et al.* 1987)).

Par la suite, une cible du même type, un détecteur HgCdTe 64X64 utilisé dans la gamme de longueur d'onde 3-5 μm fut testé comme senseur de front d'onde IR pour le système d'optique adaptative Come-on sur le télescope de 3,6m de l'ESO (Rigaut *et al.* 1992).

Avec la dernière version du système d'Optique Adaptative installé au télescope de 3,6m de l'ESO et destiné à en faire un instrument visiteur (i.e. muni d'une interface intelligente) le projet naissait d'utiliser un tel détecteur pour la voie image au sein d'une caméra IR adaptée à cet instrument. En novembre 1992, un contrat était signé entre l'ESO et l'Observatoire de Paris, qui concrétisait l'instrument visiteur ADONIS (ADaptive Optics Near Infrared System) et sa caméra IR qui allait lui être dédiée: COMIC (Come-on+ Infrared Camera).

COMIC au sein d'ADONIS est en soi un projet original, comme nous le verrons au cours de ce travail. C'est un projet qui réunit l'Observatoire de Paris et l'Observatoire de Grenoble, et le LIR/SOFRADIR. La caractérisation du détecteur, la conception et la réalisation de son électronique proche sont l'objet de cette étude au sein du LIR et de l'équipe de l'Observatoire de Grenoble. Parallèlement, la cryogénie, l'optique, l'électronique de contrôle et d'acquisition ainsi que l'interface utilisateur ont été prises en charge par l'Observatoire de Paris.

I.5.2 Optique adaptative et IR thermique

Avec l'amélioration des performances du système d'OA installé sur le 3,6m au Chili, la voie imagerie avait troqué la caméra CIRCUS-II pour la caméra SHARP-II. La première version du système d'OA,

Come-on, munie de 19 actuateurs pour une bande passante de 9 Hz, était particulièrement adaptée à une utilisation dans l'IR thermique. On trouvera des résultats astrophysiques obtenus avec CIRCUS-II, une caméra 1-5 μ m (Lacombe *et al.* 1989) dont la cible était un détecteur IR de type CID 32X32, dans Malbet *et al.* (1993) et Rigaut & Gehring (1995). Avec Come-on+, 52 actuateurs et une bande passante de 20Hz, il était logique que SHARP-II (Hofmann *et al.* 1995), équipée d'une cible NICMOS 1-2.5 μ m 256X256, prenne le dessus tirant à la fois profit d'une meilleure correction de Come-on+ dans cette gamme de longueurs d'onde et des avantages de l'observation IR en dessous de 3 μ m, son faible bruit de lecture bien qu'étant une conséquence directe de la gamme de sensibilité de ce détecteur (paragraphe IV.1) offrant un atout majeur pour les observations astronomiques. Avec la version finale du système d'Optique Adaptative Adonis, il manquait une caméra thermique à l'instrument. SHARP-II+, une version améliorée de SHARP-II, allait peser lourd dans la balance (Hubin 1994). COMIC devait en être la contrepartie. Munie d'une mosaïque de détecteur HgCdTe 128X128 sensible dans la gamme 1-5 μ m, elle représente un gain d'un facteur 4 en couverture de champ par rapport à CIRCUS, permettant d'exploiter à la fois l'IR proche optique et thermique. C'était aussi l'occasion de mettre en avant (comme CIRCUS l'avait fait) la pérennité européenne en matière de technologie, réunissant à la fois optique adaptative et détection IR (thermique) et offrant ainsi à un observatoire européen un instrument de fabrication européenne.

Le système d'optique adaptative de l'ESO permet des images limitées par la diffraction au-delà de 2 μ m par conditions "normales" d'observation (pour un seeing de l'ordre de 1") et en dessous de 2 μ m pour de bonnes conditions d'observation (seeing=0.7"). Couplé à ce système, COMIC est donc un instrument qui ne manque pas de laisser espérer de nombreux résultats scientifiques. C'est de fait, et il faut le souligner ici, l'unique caméra IR entre 1 et 5 μ m couplée à un système d'optique adaptative.

I.6 Présentation du travail de thèse

L'originalité de ce travail de thèse réside dans le suivi de la caméra infrarouge COMIC, depuis la caractérisation en laboratoire du détecteur, jusqu'à son utilisation dans le cadre d'observations astronomiques. Ce manuscrit comporte trois parties qui suivent l'enchaînement chronologique "naturel" de l'étude, dans des lieux de travail différents. La première partie concerne le détecteur COMIC, depuis sa caractérisation en laboratoire jusqu'à sa mise en place sous télescope, au sein de la caméra COMIC. Elle s'est d'abord déroulée au sein du Laboratoire Infrarouge (LETI/LIR/CENG), puis à l'Observatoire Européen Austral, au Chili. La deuxième partie traite des spécificités de l'observation infrarouge avec un instrument d'Optique Adaptative. Cette partie est le résultat de l'expérience acquise au cours d'un long séjour à l'ESO. Elle unit le point de vue technique de la première partie à celui de l'astronome utilisateur. Enfin, une illustration du potentiel de l'instrument (COMIC+ADONIS) est donnée en troisième partie dans le cadre d'un programme astronomique bien défini: l'étude de la matière circumstellaire dans les systèmes binaires Pré-Séquence Principale. Cette étude a été menée à l'Observatoire de Grenoble.

La première partie comporte deux chapitres. Dans le premier chapitre de cette partie (chapitre 2), je décris d'abord la technologie IRCCD, en introduisant les concepts essentiels auxquels elle fait appel. Un accent particulier est porté au moteur de la détection, la diode photovoltaïque. Cette dernière constitue l'élément "immuable" de cette technologie. Avant d'aborder la partie concernant la caractérisation de la cible utilisée dans la caméra COMIC, je rappelle les résultats déjà obtenus sur des dispositifs conçus selon la même technologie, et pour lesquels il est nécessaire de bien distinguer

le fonctionnement sous “forts” flux de photons du fonctionnement sous “faibles” flux de photons, typiques des applications astronomiques. La caractérisation des détecteurs et du dispositif utilisés pour cette étude constitue le corps de ce chapitre. J’insiste plus particulièrement sur les mesures effectuées sur les détecteurs et sur l’étage d’entrée (étage à injection directe) en ambiance faible flux de photons, ainsi que sur les optimisations de réglage effectuées sur le dispositif. Enfin, les interfaces électroniques et optiques de la caméra sont brièvement discutées.

Le deuxième chapitre de cette partie (chapitre 3) est axé sur la première lumière de la caméra COMIC. Les tests effectués lors du programme d’acceptation sont décrits. J’expose d’abord les tests réalisés en laboratoire, et je donne les résultats obtenus sur les performances du détecteur au sein de la caméra, ainsi que sur la qualité optique de cette dernière. Les tests effectués sous télescope ont ensuite permis de mesurer les caractéristiques de l’instrument. Un point de première importance est l’émission thermique du fond. Je sépare la contribution de l’émission du fond de ciel et la contribution de l’émission de fond instrumental et je mets en évidence de fortes inhomogénéités dans le fond instrumental. L’autre point essentiel est la mesure du bruit associé au fond instrumental, celle-ci fait l’objet d’une étude approfondie. Pour finir ce chapitre, des résultats obtenus lors de la première nuit scientifique de la caméra COMIC sont donnés. Une méthode est exposée en vue d’éliminer les résidus présents dans le fond d’image, après réduction des données.

La deuxième partie de ce travail de thèse fournit un point de vue général sur les spécificités de l’observation au moyen d’un instrument d’Optique Adaptative dans l’infrarouge proche. Le chapitre 4 est essentiellement centré sur les calibrations d’un tel système et l’efficacité de ces calibrations. Il apporte un complément d’information nécessaire aux calibrations déjà exposées au chapitre 3. En particulier, il quantifie les différentes sources de biais qui peuvent affecter ces calibrations et leur effet sur la précision des données obtenues. On trouvera en introduction du chapitre 4 le contexte général de la discussion. Je décris ensuite les limites de la procédure de mesure de fond de ciel. Plus précisément, je montre que l’instrument d’Optique Adaptative, par son mode de fonctionnement, introduit un “bruit” sur cette mesure, dans le cadre des procédures actuellement utilisées. D’autres procédures d’observation sont discutées. J’aborde ensuite la calibration de champ plat. Je donne alors la procédure la plus adaptée pour cette calibration ainsi qu’une estimation de l’erreur *relative* qui lui est associée sur l’étendue de champ d’imagerie. Pour finir, la calibration photométrique *absolue* de l’instrument est discutée. La dilution du flux propre à l’imagerie haute résolution conjuguée à la variabilité de la correction constitue la difficulté essentielle de la calibration photométrique, en particulier pour des rapports signal/bruit peu élevés, rencontrés notamment dans l’infrarouge thermique. La calibration *absolue* du système offre une évaluation globale des erreurs de calibration. Elle constitue un critère d’évaluation des performances de l’instrument, au sens où il peut exister des effets qu’on peut difficilement calibrer. Ce chapitre se termine par une discussion sur l’estimation de la photométrie relative d’étoiles binaires Pré-Séquence Principale obtenue à partir de différents processus de déconvolution. Dans le deuxième chapitre de cette partie (chapitre 5), je me concentre sur la qualité des images en Optique Adaptative. Cette étude est réalisée sur un échantillon important de FEP (Fonction d’Étalement de Point) de calibration, observées entre 1 et 5 μm . Je m’attache à trouver un espace de paramètres d’imagerie qui décrivent la FEP de l’instrument. Je distingue deux échelles de temps pour cette caractérisation: celle qui correspond à l’enregistrement des poses individuelles et celle qui correspond à l’image résultante. La variabilité de la correction sur la première échelle de temps permet une étude statistique sur les paramètres extraits des images et conduit à définir un procédé de réduction pour l’obtention de l’image de la FEP résultante. J’analyse le gain d’un tel procédé. Comme suite

logique de l'étude précédente, les caractéristiques de l'image FEP résultante sont mises en évidence. Sa morphologie et sa stabilité dans le temps sont discutées. J'aborde en particulier la stabilité relative de l'image de la FEP résultante pour une position donnée du télescope, à un résidu près attribuable à un "bruit de correction" du miroir déformable. Pour les conditions d'observation de l'échantillon de FEP considérée, je montre que les caractéristiques de l'image FEP résultante peuvent être décrites à partir d'un unique paramètre. Les performances en terme de qualité d'image qui sous-tendent les aspects précédents sont ensuite étendues à des conditions d'observations différentes, par une étude statistique des performances obtenues durant plusieurs années d'observation avec l'instrument d'Optique Adaptative COME-ON+. Je conclus ce chapitre par un complément portant sur l'avantage à disposer d'un estimateur de qualité d'image en temps réel et sur la validité d'un tel indicateur dans sa version actuelle.

Le chapitre qui suit (chapitre 6) est un chapitre de synthèse sur les performances de la caméra. Il clôt le volet purement expérimental de ce travail de thèse. Les résultats obtenus dans les deux parties précédentes sont utilisés pour déduire les performances de la caméra COMIC couplée à l'instrument d'Optique Adaptative ADONIS. Dans ce contexte, je donne une évaluation de la magnitude limite dans les bandes photométriques entre 1 et 5 μm , ainsi que la magnitude limite de détection d'une émission et d'un compagnon autour d'une source ponctuelle. Ce chapitre aborde aussi l'intérêt de la technologie de type CMOS pour les dispositifs infrarouges. Un bref descriptif de cette technologie est donné, suivi de résultats expérimentaux obtenus sur un dispositif de ce type, qui mettent en valeur les avantages de la technologie. Je conclus par un "état de l'art" des détecteurs infrarouges utilisés en astronomie.

La dernière partie est consacrée à l'application astrophysique de ce travail de thèse (chapitre 7). Elle concerne l'étude de la répartition de la matière circumstellaire dans les étoiles binaires Pré-Séquence Principale. Je rappelle d'abord le contexte astrophysique de l'étude, avant de présenter l'échantillon étudié. L'analyse photométrique des observations est ensuite largement détaillée, sur la base des parties précédentes du travail de thèse. Elle mène directement à l'exploitation des résultats, présentées sous la forme de diagrammes couleurs-couleurs et de distributions spectrales d'énergie. Une interprétation et une discussion des résultats servent de conclusion à ce chapitre.

Une conclusion générale clôt le développement de cette thèse.

Chapitre II

Le détecteur COMIC

Chapitre II

Le détecteur COMIC

Sommaire

II.1 La technologie IRCCD	31
II.2 Caractéristiques des détecteurs 3-5 μ m	54
II.3 Caractéristiques des composants 3-5 μ m	63
II.4 Définition de la caméra	90
II.5 Conclusion	94

Cette partie a représenté un travail important en laboratoire, au sein du laboratoire infrarouge. Elle constitue une étape essentielle dans le projet COMIC et a pour but d'évaluer les performances et les limites du dispositif choisi et de définir les conditions de fonctionnement optimales de ce dispositif dans le cadre de sa mise en oeuvre.

On trouvera dans la première partie de ce chapitre une présentation de la technologie des dispositifs à transfert de charge infrarouge (ou IRCCD, Infrared charge coupled device). Cette présentation (paragraphe II.1) inclut une description détaillée de la physique des différents éléments auxquels cette technologie fait appel. Cette partie a été incluse dans ce travail dans le souci de donner au lecteur les outils nécessaires à la compréhension de la deuxième partie de ce chapitre.

La deuxième partie de ce chapitre regroupe les résultats de la caractérisation des détecteurs d'une part (paragraphe II.2), et du dispositif dans son ensemble d'autre part (paragraphe II.3). L'accent est mis sur les mesures effectuées dans des domaines de flux qui correspondent à ceux que l'on trouve dans le cadre des applications astronomiques.

Une description de la caméra clôt le développement de ce chapitre (paragraphe II.4).

II.1 La technologie IRCCD

II.1.1 Pourquoi cette technologie ?

La technologie LIR/SOFRADIR est une technologie hybride. Elle découple la technologie de l'étage de détection de celle de l'étage de mémorisation et de lecture de l'information détectée, permettant de tirer profit des avancées technologiques dans chacun de ces domaines avec les avantages suivants:

- possibilité d'optimiser et de choisir séparément circuit de détection et circuit de lecture en fonction des applications et des gammes de longueurs d'onde envisagées.

- facteur de remplissage par pixel maximal pour chacun des deux circuits (mettant l'accent sur le caractère tridimensionnel de cette technologie).

Le contact électrique et la tenue mécanique entre ces deux circuits sont assurés par des micro-billes d'Indium brasées sur les prises de contact de chacun d'eux, au cours d'une étape technologique qui porte le nom d'hybridation.

Pour la cible COMIC, le LIR a choisi une matrice de 128X128 diodes photo-voltaïques en HgCdTe pour le circuit de détection, et un circuit CCD (Charge Coupled Device) Silicium pour le circuit de lecture (figure II.1).

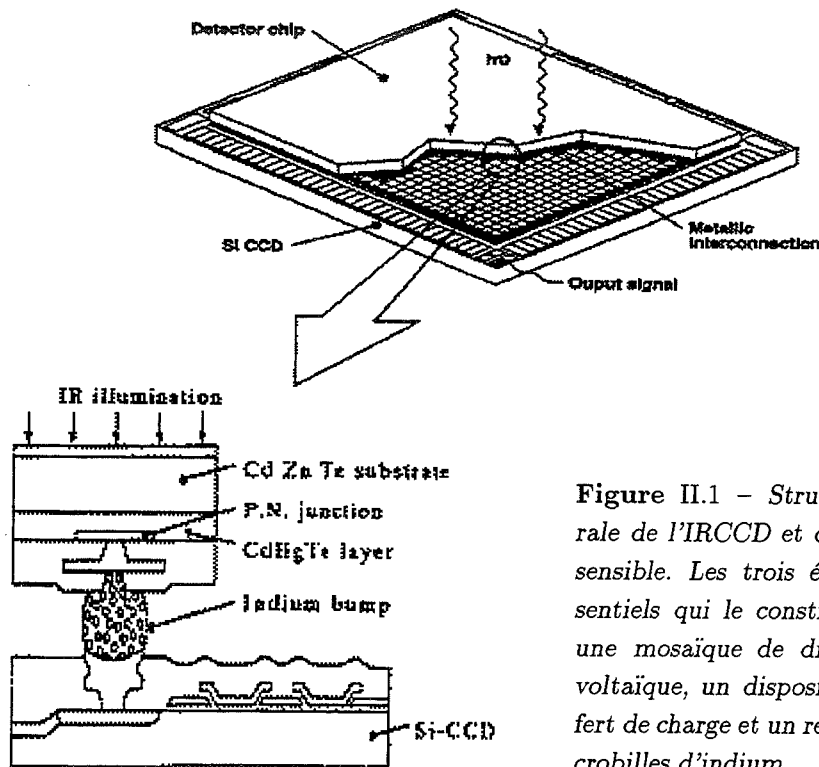


Figure II.1 - Structure générale de l'IRCCD et de l'élément sensible. Les trois éléments essentiels qui le constituent sont: une mosaïque de diode photo-voltaïque, un dispositif à transfert de charge et un réseau de micro-billes d'indium.

Par ses propriétés remarquables, qui seront l'objet d'une discussion à la section II.1.2.1, le matériau semiconducteur HgCdTe est le plus étudié dans le domaine de la détection IR. Le CCD Silicium présente une grande souplesse d'utilisation, son fonctionnement est détaillé à la section II.1.3.2.

II.1.2 Diodes photovoltaïques HgCdTe

II.1.2.1 Le matériau HgCdTe

Le semiconducteur HgCdTe permet une détection intrinsèque: un photon dont l'énergie est supérieure à l'énergie du gap est susceptible de faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction, créant ainsi une paire électron-trou. En outre, il possède une propriété remarquable: la largeur du gap varie de manière continue entre l'énergie du gap de HgTe jusqu'au gap de CdTe,

en fonction de la composition relative en Cadmium (noté x dans l'écriture $Hg_{1-x}Cd_xTe$). Il est donc avantageusement utilisé dans une large gamme spectrale allant d'environ 1 à $20\mu\text{m}$. La variation de la largeur du gap en fonction de la composition relative en Cadmium a été étudiée par Hansen qui donne le résultat suivant (Hansen *et al.* 1982):

$$E_g(\text{eV}) = -0.276 + 1.65x + 5.85 \times 10^{-4}(1 - 2x)T(K) + 0.279x^4$$

Les technologues (ainsi que les astronomes) préfèrent raisonner en longueur d'onde. On définit la longueur d'onde de coupure λ_c de la manière suivante:

$$\lambda_c(\mu\text{m}) = \frac{1.24}{E_g(\text{eV})}$$

C'est la limite de détection en longueur d'onde du matériau: un photon de longueur d'onde est λ_{ph} détecté si $\lambda_{ph} < \lambda_c$.

Si $x \simeq 0.3$, la longueur d'onde de coupure se situe aux alentours de $5\mu\text{m}$. De plus,

$$\frac{d(E_g(\text{eV}))}{dx} \simeq 1.65$$

pour un changement de composition de l'ordre de $dx \simeq 0.001$, les variations de la longueur d'onde de coupure à $5\mu\text{m}$ sont de l'ordre de $0.03\mu\text{m}$. C'est effectivement ce que l'on observe (Wolny *et al.* 1994). Les implications de cette dispersion seront discutées au paragraphe IV.1. On verra notamment qu'elles entraînent des non-uniformités de réponse sur l'ensemble des pixels du dispositifs. Il faut noter que ce point est beaucoup plus critique dans d'autres fenêtres spectrales: pour la fenêtre $8-12\mu\text{m}$, un même écart de composition correspond à une dispersion de la longueur d'onde de coupure de l'ordre de $0.2\mu\text{m}$. Dans ce dernier cas, le contrôle de la composition devient important. La croissance du cristal semiconducteur est réalisée au LIR par Epitaxie en Phase Liquide (EPL) sur substrat CdZnTe. D'autres techniques d'épitaxie peuvent être utilisées: on peut citer l'Epitaxie en Phase Vapeur (EPV) ou l'Epitaxie par Jet Moléculaire (EJM) (Million *et al.* 1994). Le substrat CdZnTe, grâce à sa qualité cristalline, reste très fiable au niveau de la production industrielle. Cependant il permet difficilement de réaliser des substrats de grandes tailles (à qualité égale) et possède un coefficient de dilatation différentiel important comparé au Silicium. En composant hybride, il ne permet guère d'aller au delà d'une dimension de 1 cm. Dans le procédé de fabrication du détecteur NICMOS 3, un substrat en Saphir est utilisé. Parallèlement le LIR mène des études sur des substrats, tel que le GaAs, qui possèdent des coefficients de dilatation mieux adaptés.

Nous l'avons dit, l'adaptation des mailles cristallines CdZnTe et HgCdTe permet la réalisation de couches épitaxiées. De fait, les performances de l'étage de détection sont plutôt subordonnées à la qualité du substrat. Des études menées au LIR (Wolny *et al.* 1994) ont permis de mettre en évidence une variation spatiale de l'épaisseur de la couche épitaxiée HgCdTe, due à des inhomogénéités de surface sur le substrat CdZnTe. Cette variation peut avoir des répercussions sur la composition métallurgique x , la concentration d'impuretés et les densités de défaut par exemple.

II.1.2.2 La diode photovoltaïque

La jonction p-n

Jonction p-n à l'équilibre:

Une jonction p-n est un monocristal semiconducteur qui possède un excès d'impuretés accepteuses d'un côté et un excès d'impuretés donneuses de l'autre. Les méthodes les plus courantes pour réaliser une telle structure sont l'épitaxie, la diffusion ou l'implantation ionique. C'est cette dernière qui est utilisée au LIR.

La différence de concentration des porteurs libres n_n et n_p (resp. p_n et p_p) crée un phénomène de diffusion au détriment d'une perte de neutralité locale: le matériau de type n, perdant des électrons, est chargé positivement par la présence des ions donneurs (N_D^+), et le matériau de type p, perdant des trous, est chargé négativement par la présence des ions accepteurs (N_A^-). Cette zone chargée localement (appelée Zone de Charge d'Espace ou ZCE) donne naissance à une barrière de potentiel. Un état d'équilibre est atteint lorsque le gradient de potentiel à la jonction produit un courant de conduction égal au courant de diffusion dû à la différence de concentration des porteurs.

En se plaçant dans l'hypothèse d'une jonction abrupte, la largeur de la ZCE est donnée par:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}} \phi_{bi}$$

où

$$\phi_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

est le potentiel de travail et correspond à la différence de potentiel côté n et côté p.

Jonction p-n polarisée:

En polarisation directe: le potentiel appliqué réduit la barrière de potentiel. Le courant de conduction est réduit par rapport au courant de diffusion. Il se produit un phénomène d'injection des porteurs minoritaires: les électrons sont injectés côté p, alors que les trous sont injectés côté n. Un courant important traverse alors la diode.

En polarisation inverse: le potentiel appliqué augmente la barrière de potentiel. Le courant de diffusion s'en trouve grandement réduit, ce qui donne lieu à un faible courant inverse.

Remarque: Une tension inverse importante donne lieu à un phénomène d'avalanche: sous l'effet de la barrière de potentiel élevée, une paire électron-trou générée thermiquement dans la zone de charge d'espace acquiert suffisamment d'énergie pour à son tour créer une paire électron-trou par ionisation d'un atome du réseau. Le phénomène se produit en cascade et un important courant inverse parcourt la diode.

Caractéristiques courant-tension:

Pour le calcul du courant traversé par la diode, on fait les hypothèses suivantes;

- la zone de charge d'espace est abrupte: hors de cette zone, le semiconducteur est neutre.
- la densité de porteurs majoritaires n_n (resp. p_p) est peu perturbée par la barrière de potentiel de la ZCE et reste fixée à sa valeur d'équilibre en bordure de la ZCE et vaut N_D (resp. N_A).

On peut montrer qu'en présence d'un potentiel appliqué, la concentration des porteurs minoritaires est modifiée à la limite de la charge d'espace: selon que la diode est polarisée en direct ou en inverse, la concentration des porteurs minoritaires est augmentée ou diminuée (et dépend de la tension appliquée comme un facteur de Boltzmann).

Polarisation inverse (hors avalanche):

Lorsque la diode est polarisée en inverse, le courant qui parcourt la diode est essentiellement un courant de génération d'origine thermique. Il faut distinguer deux zones, la zone en bordure de la ZCE d'une part, et la ZCE d'autre part. Dans la ZCE, la concentration en porteurs libres est faible, et les phénomènes de capture sont peu nombreux. Les phénomènes de génération prennent le pas sur les phénomènes de recombinaison. On montre que la valeur du courant dû à la génération dans la ZCE s'écrit sous la forme:

$$I_{gen} = \frac{qn_i W A_d}{\tau_g}$$

où A_d est la section de la diode et τ_g la durée de vie de génération.

En bordure de la zone de charge d'espace, la concentration des porteurs minoritaires est diminuée. Afin de maintenir cet écart à la distribution d'équilibre, il faut faire entrer en jeu un phénomène de génération diffusion. Côté p, il y a un courant d'électrons qui prend la forme:

$$I_{N,gen-diff} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} (\exp(\frac{qV}{kT}) - 1)$$

et côté n, il y a un courant de trous équivalent:

$$I_{N,gen-diff} = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} (\exp(\frac{qV}{kT}) - 1)$$

Le courant total s'écrit alors:

$$I = I_{sat} (\exp \frac{qV}{kT} - 1)$$

où I_{sat} est le courant de saturation. Il se met sous deux formes équivalentes:

$$I_{sat} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p}$$

où

$$I_{sat} = \frac{qL_n n_{p0}}{\tau_n} + \frac{qL_p p_{n0}}{\tau_p}$$

l'une mettant l'accent sur son caractère de diffusion, l'autre sur son caractère de génération.

Le courant inverse total, pour

$$V_R > \frac{3kT}{q}$$

peut être approché par la somme du courant de génération diffusion en bordure de la zone de charge d'espace et du courant de génération dans la ZCE:

$$I_R \simeq \underbrace{qn_i^2 \left(\frac{D_n}{L_n N_A} + \frac{D_p}{L_p N_D} \right)}_{I_{sat}} + \underbrace{\frac{qn_i W}{\tau_g}}_{I_{gen,zce}}$$

La dépendance principale en température des composantes de cette relation vient du terme en n_i avec

$$n_i \propto \exp - \frac{E_g}{kT}$$

(équation qui contient explicitement la probabilité de création de paires électron-trou par agitation thermique). Du fait qu'elle dépend de n_i^2 , la contribution I_{sat} varie plus vite en température que la contribution $I_{gen,zce}$.

On introduit l'impédance dynamique de la diode:

$$R_{dyn} = \left(\frac{dI}{dV} \right)^{-1} = I_{sat} \left[\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right]$$

qui est un paramètre important dans le cadre de cet exposé.

Polarisation directe:

Dans ce cas, le courant qui parcourt la diode est un courant de recombinaison. Suivant que l'on se place dans la zone d'espace ou au voisinage de cette zone, le calcul du courant est différent. En bordure de la zone de charge d'espace, la concentration des porteurs minoritaires est augmentée. Il y a alors un phénomène de recombinaison-diffusion. Au signe près, le parallèle avec le cas précédent donne les équations qui suivent. Côté p, le courant d'électrons prend la forme:

$$I_{N,gen-diff} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right)$$

côté n, le courant de trous s'écrit:

$$I_{N,gen-diff} = \frac{qD_p n_{n0}}{L_p} \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right)$$

Dans la ZCE, la concentration en électrons et en trous est aussi supérieure à celle de l'état d'équilibre. Il y a un phénomène de recombinaison qui donne lieu à un courant:

$$I_{rec} = \frac{qn_i W A_d}{2\tau_r} \exp \frac{qV}{2kT}$$

Une représentation empirique simple du courant direct est donnée par:

$$I_F \propto \exp \frac{qV}{mkT}$$

où m vaut 1 ou 2 suivant que le courant est un courant de diffusion pur ou un courant de recombinaison pur.

II.1.2.3 La diode photovoltaïque: la détection

Une diode photo-voltaïque est une jonction p-n polarisée en inverse. La zone de charge d'espace et le voisinage de cette zone de charge d'espace (typiquement quelques longueurs de diffusion) permettent

de séparer la paire électron-trou générée par photo-excitation. Au courant diode étudié précédemment, lié à un processus de génération thermique dans ces mêmes zones, vient s'ajouter un autre courant de génération, que l'on peut qualifier de "photonique". La diode photo-voltaïque HgCdTe joue le rôle de détecteur-collecteur des photo-charges créées par le rayonnement IR. Elle est préférée à d'autres éléments détecteurs comme les capacités MIS (collection des photo-charges dans un puits de potentiel) ou les photo-conducteurs (augmentation de la conductivité due à l'augmentation du nombre de porteurs), du fait de sa faible consommation électrique, et surtout sa haute impédance adaptée à l'étage d'entrée d'un circuit de lecture.

Quels sont les paramètres qui caractérisent une diode photo-voltaïque? Il y a deux contributions au courant qui la traverse, le courant de génération photonique, souvent noté I_{phot} et qui constitue dès lors la partie utile du signal, et le courant diode qui constitue un signal parasite. Il prend alors le nom de courant d'obscurité: c'est bien le signal délivré par la diode en absence d'éclairement.

Le rendement quantique:

On définit le rendement quantique comme le nombre de paires électron-trou détectées pour chaque photon incident de longueur d'onde donnée. Il s'écrit donc:

$$\eta = \frac{I_{phot}}{q\phi_{ph}}$$

où ϕ_{ph} est le nombre de photons incidents par unité de temps à la longueur d'onde λ et I_{phot} le courant détecté aux bornes de la jonction. Il s'agit d'un rendement quantique apparent, au sens où il tient compte du rendement quantique intrinsèque (section efficace d'interaction) du matériau détecteur, ainsi que des paramètres de la technologie tels que la surface détectrice (surface de la jonction p-n vue de dessus) et le coefficient d'absorption.

On peut considérer que la grandeur principale dont dépend le rendement quantique η est le coefficient d'absorption. Le flux lumineux à une profondeur x à l'intérieur du semiconducteur est simplement relié au flux incident ϕ_0 par:

$$\phi(x) = \phi_0 \exp(-\alpha x)$$

où α est le coefficient d'absorption.

Si l'on considère que chaque porteur absorbé crée une paire, le taux de génération des porteurs est donné par:

$$G(x) = \phi_0 \alpha \exp(-\alpha x)$$

Une paire créée doit être collectée: il faut donc convoluer la fonction précédente par une fonction qui exprime le rendement de collection $R(x)$. En fonction de la zone où l'on se place, elle prend les valeurs suivantes:

- hors des zones quasi neutres et de la ZCE: $R(x)=0$
- dans la zone de charge d'espace: $R(x)=1$ ce qui exprime que toute paire créée dans cette zone est immédiatement séparée par le champ électrique qui y règne.
- dans les zones quasi neutres: côté n, une paire créée dans cette zone est collectée si le trou diffuse vers la ZCE, et $R(x)$ s'écrit:

$$R(x) = \exp\left(-\frac{(x - x_n)}{L_p}\right) (x > 0)$$

De même, côté p, une paire créée dans la zone quasi neutre est collectée, si l'électron diffuse vers la ZCE, et $R(x)$ s'écrit:

$$R(x) = \exp\left(-\frac{(x - x_p)}{L_n}\right) (x < 0)$$

Le courant global est obtenu par:

$$J_{ph} = \int_0^L qR(x)G(x)$$

Ce qui donne pour les zones quasi neutres, en supposant $L_p \ll \alpha$:

côté n:

$$J_{ph} = q[\phi_0 \alpha \exp(-\alpha x_n)] L_p$$

côté p:

$$J_{ph} = q[\phi_0 \alpha \exp(-\alpha x_p)] L_n$$

Il est facile de faire le parallèle¹ entre $\frac{n_{n0}}{\tau_p}$ et $[\phi_0 \alpha \exp(-\alpha x_n)]$. Ces deux expressions représentent respectivement le taux de génération thermique et le taux de génération photonique au niveau de la limite de la ZCE. De même $[\phi_0 \alpha \exp(-\alpha x_p)]$ et $\frac{n_p}{\tau_n}$.

De plus, le coefficient α décroît rapidement quand λ croît jusqu'à une valeur minimale pour $\lambda = \lambda_c$. Cette variation rapide de α entraîne une variation rapide du rendement quantique. Dans le cas d'une diode planaire à jonction abrupte (ce qui correspond au cas où la zone n est fortement dopée, $L_p \ll L_n$), il s'agit de jouer sur l'épaisseur de la zone P compte tenu de α et L_n et du domaine spectral d'intérêt. Un des intérêts de cette technologie est de l'éclairer par la face arrière ce qui permet de limiter les zones aveugles et donc d'obtenir un facteur de remplissage (c'est-à-dire une surface de détection, voir paragraphe II.2.1.4) plus élevé.

Un autre point intéressant à soulever est le suivant. Le raisonnement que nous avons mené sur le rendement quantique (et le coefficient d'absorption) était un raisonnement monochromatique. Sur une bande spectrale donnée (large), il est possible de définir un rendement η tel que:

$$I_{ph} = q \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \eta(\lambda) \phi(\lambda) = q \eta \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \phi(\lambda) d\lambda$$

1. I_{sat} est, nous l'avons vu, typiquement un courant de génération thermique et son expression, établie précédemment, est

$$I_{sat} = \frac{qL_n n_{p0}}{\tau_n} + \frac{qL_p n_{n0}}{\tau_p}$$

Une telle écriture de η revêt un caractère quelque peu arbitraire, parce que très dépendant de la bande considérée.

En résumé: Les paramètres caractéristiques de la diode sont:

- Le courant d'obscurité I_{obs} .
- Le rendement quantique η qui fait appel à des propriétés caractéristiques du matériau: la longueur d'onde de diffusion des porteurs minoritaires, le coefficient d'absorption, et la longueur d'onde de coupure λ_c
- La surface active de la diode A_D
- L'impédance dynamique de la diode R_{dyn}

II.1.3 Circuit de lecture Silicium, CMOS et TMOS

II.1.3.1 La capacité MOS

La structure MOS est l'ingrédient de base de l'étage de lecture Silicium. La figure II.2 représente la section d'une structure MOS (Métal Oxyde Semiconducteur). Elle est constituée de deux hétérojonctions au sein de trois couches: une couche métallique appelée grille (Silicium polycristallin dopé), une couche diélectrique (SiO_2) et une couche semiconducteur Si de type p ou n. Cette dernière couche présente un contact ohmique sur sa face arrière.

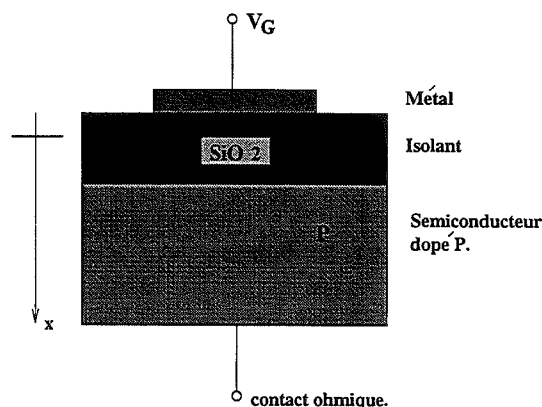


Figure II.2 – Schéma de principe d'une structure MOS

Cette structure se comporte comme une capacité, c'est pourquoi elle est aussi appelée capacité MOS.

La capacité MOS idéale:

Elle se définit de la manière suivante:

- les travaux de sortie du métal et du semiconducteur sont égaux (ou le travail de sortie est défini par l'écart entre le niveau de Fermi et l'énergie du vide).
- les seuls "réservoirs" de charge de la structure sont le métal ou le semiconducteur.
- l'oxyde est un diélectrique parfait: aucun courant ne le traverse (on dit alors qu'il ne "fuit" pas).

Ce modèle simplifié permet de comprendre la physique de la capacité MOS ainsi que les paramètres fondamentaux qui en dérivent. Nous verrons comment passer de la capacité MOS idéale à la capacité MOS réelle au paragraphe suivant.

En régime d'équilibre, et sous l'effet d'une polarisation, on distingue les quatre régimes. Prenons le cas d'une structure Si-p MOS (figure II.3):

- le régime d'accumulation pour $V < 0$: les trous libres majoritaires s'accumulent à l'interface semiconducteur oxyde pour former une fine couche chargée positivement. L'interface métal-oxyde est chargée négativement de la même quantité.
- le régime de déplétion pour $0 < V < V_{Gi}$: les trous sont repoussés à l'interface semiconducteur-oxyde. Reste la charge négative (fixe) des ions accepteurs. Ils forment une zone de charge d'espace qui est équilibrée à l'interface métal-oxyde par une charge positive.
- le régime de faible inversion pour $0 < V < V_{th}$: bien que le régime de charge d'espace soit toujours prépondérant, et que la zone de charge d'espace continue de s'étendre, une couche d'électrons apparaît à l'interface semiconducteur-oxyde qui porte le nom de couche d'inversion. L'interface métal-oxyde porte la charge positive correspondante.
- le régime de forte inversion $V > V_{th}$: la couche d'inversion (formée par les porteurs minoritaires) est alors prépondérante. Toute variation de potentiel et donc de charge (positive) à l'interface métal-oxyde est équilibrée par un apport d'électrons dans la couche d'inversion. La zone de charge d'espace est toujours présente mais elle n'augmente plus.

L'interprétation en terme de diagramme de bande permet une approche plus approfondie. Mais surtout, elle met en évidence un paramètre de choix pour décrire chacun des régimes soulignés précédemment: le potentiel de surface semiconducteur-oxyde. Afin de bien comprendre la figure II.3, il convient de rappeler les points suivants. E_i représente le niveau de Fermi pour un semiconducteur intrinsèque. Si E_F est entre la bande de conduction et le niveau d'énergie intrinsèque, on se rapproche d'un semiconducteur de type p; si E_F est entre la bande valence et le niveau intrinsèque, on se rapproche d'un semiconducteur de type n. Dans le semiconducteur, la quantité ψ_B est telle que:

$$e\psi_B = E_F - E_i$$

La variation de Q_{sc} en fonction du potentiel de surface est représentée figure II.4.

La tension de seuil:

La tension appliquée sur la grille se répartit de la manière suivante:

$$V_G = V_o + \psi_s$$

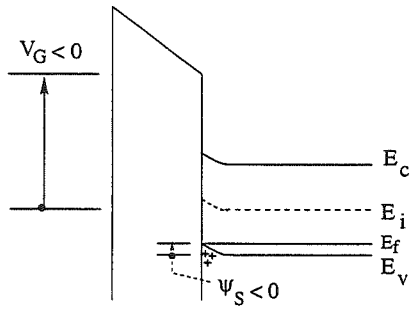
où V_o est la chute de tension dans l'oxyde, et

$$V_o = \frac{Q_{sc}}{C_o}$$

où Q_{sc} est la charge vue par l'oxyde côté semiconducteur, et C_o est la capacité de l'oxyde telle que $C_o = \epsilon_{ox}/d$.

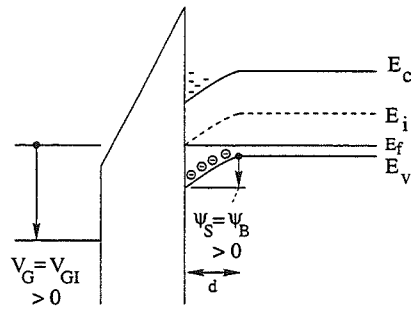
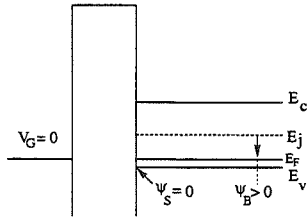
La tension de seuil marque la limite entre régime de faible inversion et régime de forte inversion,

- pour $V_G < V_{th}$, la charge Q_{sc} est purement d'origine "charge d'espace", $Q_{sc} = Q_{dep}$.

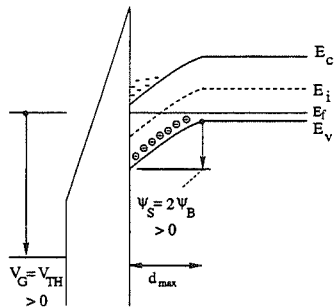


Cas $V_G < 0$: régime d'accumulation. Les bandes à la surface du semiconducteur sont courbées vers le haut et le potentiel de surface ψ_s est négatif. Le niveau de Fermi se rapproche de la bande de conduction. La concentration en trous s'en trouve augmentée ce qui donne lieu à une fine couche chargée positivement, de charge Q_{sc} . Elle est équilibrée par une charge négative Q_M à l'interface métal-oxyde, $Q_M = -Q_{sc}$. On est en régime d'accumulation.

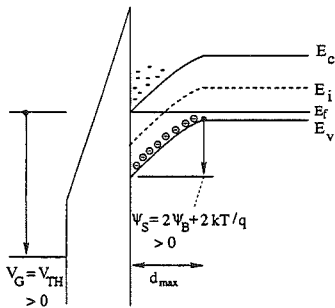
Cas $V_G = 0$: Régime de "bandes plates". La structure est à l'équilibre. La concentration d'électrons et de trous dans le semiconducteur est celle de l'équilibre. La différence de travail de sortie entre métal et semiconducteur étant nulle, le potentiel de surface est nul. On est en régime de bandes plates.



Cas $V_G = V_{GI}$: Régime de déplétion. Les bandes à la surface du semiconducteur sont courbées vers le bas. Les trous libres sont repoussés loin de la surface, une zone désertée s'est établie, chargée négativement par les ions accepteurs (fixes). Le potentiel de surface vaut $\psi_s = \psi_b = E_F - E_i$ et la concentration en électrons à l'interface semiconducteur-oxyde est telle que $n = p = n_i$. Localement, le semiconducteur perd son caractère de type p pour celui de type n. On passe du régime de déplétion au régime de faible inversion. Une charge positive côté métal équilibre la charge négative: $Q_M = -Q_{sc} \approx qN_A x_d$, la charge de la couche d'électrons étant négligeable devant celle des ions accepteurs.



Cas $V_G = V_{th}$: Passage de la faible inversion à la forte inversion. Le potentiel de surface vaut $\psi_s = 2\psi_b$. A l'interface semiconducteur-oxyde il se forme une couche d'inversion: le semiconducteur est localement de type n et $n = N_A$. La zone désertée a une largeur maximum. La charge positive côté métal est telle que: $Q_M = -Q_{sc} \approx qN_A x_{dmax}$, la charge de la couche d'électrons restant négligeable. On quitte le régime de faible inversion pour rentrer dans le régime de forte inversion.



Cas $V_G > V_{th}$: Forte inversion. Le potentiel de surface est supérieur à $2\psi_b + \frac{2kT}{q}$. A la surface semiconducteur-oxyde, $n \gg N_A$. La couche d'inversion est établie; c'est elle qui encaisse toute variation de charge. La largeur de la zone désertée reste de l'ordre de x_{dmax} . La charge positive côté métal a pour valeur: $Q_M = -Q_n + qN_A x_{dmax}$.

Figure II.3 – Régimes de la capacité MOS et diagrammes de bandes

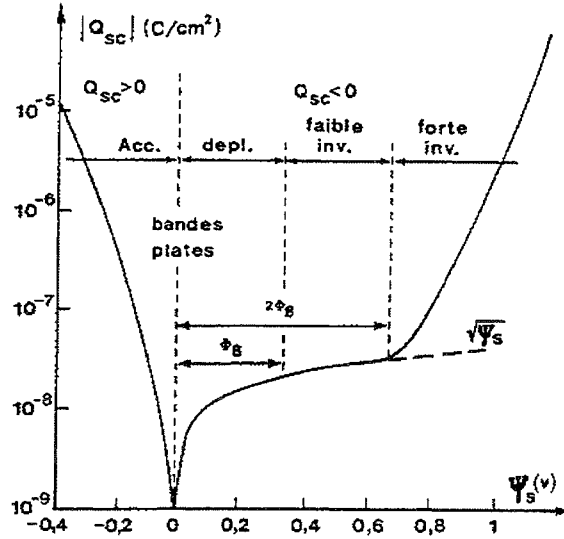


Figure II.4 – Charge dans le semiconducteur en fonction du potentiel de surface

- pour $V_G > V_{th}$, la charge d'espace ne varie plus, c'est la charge de la couche d'inversion qui augmente $Q_{sc} = Q_{dep,lim} + Q_n$.

Cette limite a lieu lorsque la concentration des électrons à l'interface oxyde-semiconducteur est telle que $n = N_A$, ce qui mène à:

$$\psi_s = 2\psi_B$$

En outre, on peut montrer que

$$x_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A}} \psi_s$$

ainsi:

$$x_{dmax} \simeq \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A}} (2\psi_B)$$

et

$$Q_{sc} \simeq \sqrt{2\epsilon_s q N_A (s\psi_B)}$$

On en déduit l'expression de la tension de seuil:

$$V_{th} \simeq 2\psi_B + \frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A (\psi_B)}}{C_o}$$

Un mot sur le régime transitoire en régime de forte inversion:

Lorsque la structure est polarisée à une valeur $V_G > V_{th}$, il convient de considérer de plus près ce qui se passe avant d'atteindre l'état d'équilibre décrit précédemment:

- La charge de déplétion, qui résulte de l'évacuation des porteurs majoritaires, les trous, répond instantanément, avec une constante de temps de l'ordre de la picoseconde (constante diélectrique

$\tau = \epsilon_s / \sigma$) à température ambiante. Lorsque T diminue, le processus peut devenir plus lent, mais reste inférieur à la nanoseconde.

- Dans la mesure où la couche d'inversion fait appel aux porteurs minoritaires, elle résulte d'un processus de génération-diffusion (voir diode p-n). Une paire électron-trou créée par génération thermique dans la zone désertée est immédiatement séparée par le champ qui y règne, l'électron gagnant l'interface oxyde-semiconducteur, et le trou étant repoussé vers les régions neutres. De même pour un électron créé dans le semiconducteur au voisinage de la région désertée qui atteint cette même région par diffusion.

La constante de temps de génération est beaucoup plus grande que la constante de temps diélectrique. Il en résulte un régime transitoire où la couche d'inversion n'est pas encore formée. La zone de déplétion est alors importante, on parle de régime de déplétion profonde. Il s'ensuit alors une augmentation du potentiel de surface.

Avec la création de la zone d'inversion, la zone de déplétion diminue ainsi que le potentiel de surface, jusqu'à atteindre la valeur correspondant à l'état stationnaire.

La capacité MOS réelle:

Pour l'étude de la capacité MOS réelle, il faut tenir compte de la différence de travail de sortie qui peut exister entre le métal et le semiconducteur, et de l'influence des charges présentes dans l'oxyde ou à l'interface oxyde semiconducteur. Nous allons voir dans ce paragraphe comment ces points affectent la caractéristique idéale d'une capacité MOS.

La différence des travaux de sortie:

Restons dans la configuration d'une capacité Si-p MOS avec une grille polycristalline. Dans ce cas, la différence des travaux de sortie $\phi_{ms} = \phi_m - \phi_{sc}$ est négative. A polarisation nulle, cela va se traduire par une courbure des bandes vers le bas (figure II.3): des électrons occupent des états d'énergie plus élevés côté métal, de sorte qu'ils migrent côté semiconducteur pour occuper les états d'énergie les plus bas du système. Le métal est chargé positivement et le semiconducteur négativement. Pour retrouver une situation de bandes plates, il faut alors appliquer sur la grille un potentiel V_{BP} tel que $V_{BP} = \phi_m - \phi_s$.

Les charges d'oxyde:

On appelle charge d'oxyde la charge d'espace, généralement positive, contenue dans l'oxyde (sous forme d'ions, SiO^{++} ou Na^+ par exemple). Cette charge positive crée des charges images négatives à la surface du métal et à la surface du semiconducteur (bandes courbées vers le bas) de chaque côté de l'oxyde. Pour retrouver une situation de bandes plates, il faut appliquer sur la grille une tension négative V_{BP} telle que:

$$V_{BP} = V_{ox} = -\frac{1}{C_o} \int_{x_d}^0 \frac{x}{x_0} \rho_{ox}(x) dx$$

(intégration sur l'épaisseur d'oxyde entre $x=0$ et $x = x_d$)

où C_o est la capacité d'oxyde, ρ_{ox} la densité de charge d'espace.

Les pièges d'interface:

Il s'agit de pièges situés à l'interface semiconducteur-oxyde (typiquement sur une épaisseur de l'ordre

de 100 \AA). Ils donnent lieu à une densité surfacique de charge Q_{int} qui a pour effet de courber les bandes en régime stationnaire. Pour retrouver une situation de bandes plates, il faut appliquer sur la grille un potentiel V_{BP} :

$$V_{BP} = V_{ss} = -\frac{Q_s}{C_0}$$

Tension de seuil réelle:

Si l'on tient compte des trois phénomènes énoncés précédemment, V_{PB} s'écrit:

$$V_{BP} = \phi_{ms} - \frac{Q_s}{C_0} - \frac{1}{C_o} \int_d^0 \frac{x}{x_0} \rho_{ox}(x) dx$$

et la tension de seuil s'écrit:

$$V_{th} \simeq 2\psi_B + \frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A (s\psi_B)}}{C_o} + \phi_{ms} - \frac{Q_s}{C_0} - \frac{1}{C_o} \int_d^0 \frac{x}{x_0} \rho_{ox}(x) dx$$

La capacité MOS réelle en régime transitoire:

Les pièges d'interface oxyde-semiconducteur et les pièges en volume dans le semiconducteur jouent un rôle non négligeable en régime de déplétion profonde (état transitoire du régime de forte inversion). Un signal créneau $V_{PB} - V_G \gg V_{th}$ est imposé à la structure. La figure II.5a illustre la situation de départ: les pièges à l'interface et dans le semiconducteur sont occupés par des trous. Quand le potentiel de grille passe à une valeur $V_G \gg V_{th}$, les trous libres du semiconducteur sont repoussés laissant apparaître une charge d'espace en un temps très court. Les trous piégés par les pièges d'interface ou de volume sont libérés avant d'être repoussés dans la zone neutre du semiconducteur sur un temps caractéristique qui dépend des temps de réémission des pièges dans la bande de valence (flèches 1 et 3 sur la figure II.5c et II.5d). Ces temps de réémission forment un continuum. Nous verrons au paragraphe II.3.3.9 qu'ils sont responsables d'un bruit basse fréquence (on peut considérer que l'inefficacité de transfert en est une manifestation). De même, les électrons sont réémis dans la bande de conduction (flèches 2, 4 et 6). Ils sont ensuite propulsés vers l'interface oxyde-semiconducteur: s'ils ne sont pas alors piégés par les pièges d'interface, ils s'accumulent pour former la couche d'inversion (figure II.5e et f). L'état d'équilibre est représenté sur la figure II.5g et h.

En résumé: Les paramètres caractéristiques de la capacité MOS sont:

- la capacité d'oxyde C_{ox}
- la tension de seuil V_{th}
- la densité d'état d'interface que traduit la charge d'interface Q_{int} .

II.1.3.2 Le dispositif à transfert de charge (CCD)

La capacité MOS comme site de stockage

Il est possible d'utiliser une capacité MOS en régime de déplétion profonde comme site de stockage. Le régime de déplétion profonde, dont nous avons parlé au paragraphe II.1.3.1, est un état transitoire qui précède le régime de forte inversion. Sa durée τ_s dépend du temps d'établissement d'une couche d'inversion par génération thermique. A condition de rester dans un intervalle de temps $t \ll \tau_s$, des électrons injectés en un temps t dans la zone de déplétion constituent une couche d'inversion. Dans la

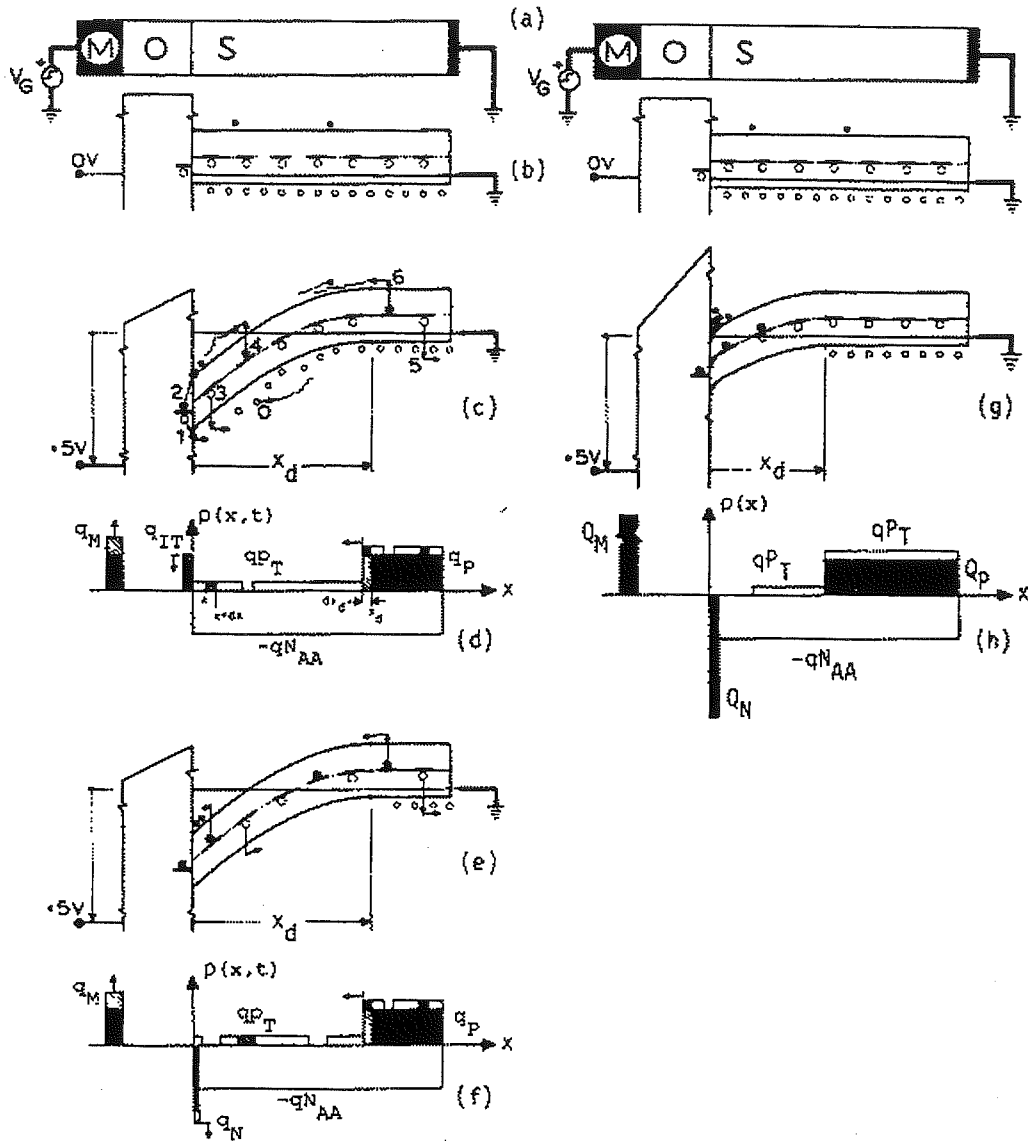


Figure II.5 – Transitoire sur MOS réel en régime d'inversion forte

mesure où les électrons injectés sont représentatifs d'un signal donné, la couche d'inversion constitue un "paquet de charges" qui est l'image analogique du signal. Il faut remarquer qu'avec l'introduction de charges, la largeur de la zone désertée diminue ainsi que la valeur du potentiel de surface: ce dernier baisse d'une quantité $\delta\psi = Q/C_{ox}$ (voir figure). C'est pourquoi on utilise le symbolisme suivant dans la représentation de la capacité MOS de stockage (figure II.6):

Sur cette figure, ψ_{co} est le potentiel de surface en régime de déplétion profonde à V_G donné $\gg V_{th}$ et ψ le potentiel de surface après introduction de la charge Q_{inj} . On parle aussi de puits de potentiel qui vaut ψ_{co} .

Mécanisme du transfert de charge

Si l'on dispose deux capacités l'une à côté de l'autre, sur le même substrat Silicium, de manière à ce

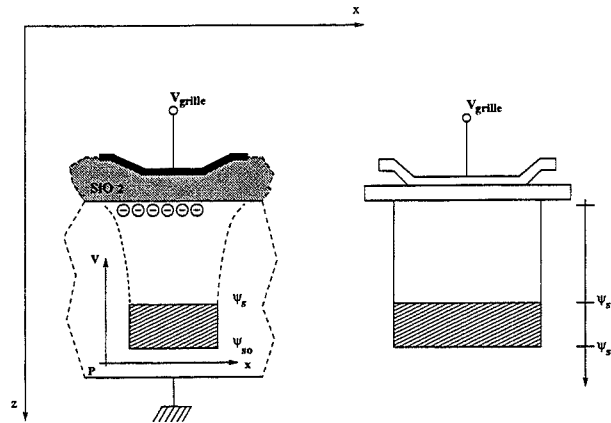


Figure II.6 – Le symbolisme de la capacité MOS vue comme un site de stockage

que leurs zones de déplétion se recouvrent, il est possible de réaliser un transfert du paquet de charges de l'une à l'autre par une succession judicieuse des polarisations des deux grilles. La figure II.7 illustre ce processus. Le signal à appliquer sur les grilles A et B constitue une horloge.

- Pour $t < t_1$, une charge est stockée sous la grille A: $V_A > V_{th}$ et $V_B \simeq V_{BP}$.
- A $t = t_1$, le puits de potentiel sous la grille B est plus profond que sous la grille A; en effet le potentiel de surface sous la grille A vaut $\psi_{co} - \frac{Q_{inj}}{C_{ox}}$, et le potentiel de surface sous la grille B vaut ψ_{co} . Les charges s'écoulent donc de A vers B jusqu'à égalisation des potentiels de surface.
- Pour $t_1 + \tau_1 < t < t_1 + \tau_2$, le potentiel sous la grille A est ramené à ψ_{co} et les porteurs sont transférés en totalité sous la grille B.

Les processus qui sont responsables du transfert sont de trois origines:

- Pendant le transfert, un gradient de concentration de charge est présent au niveau de la grille A (figure II.7). Ce gradient crée un champ électrique qui accélère le transfert et qui porte le nom de champ auto-induit.
- En phase terminale du transfert, le gradient de charge décroît, de sorte que le champ auto-induit diminue. Le transfert s'effectue alors par diffusion thermique.
- L'influence de la polarisation de la grille adjacente modifie le potentiel de surface de la capacité créant un champ de surface appelé champ de bord et qui a le même sens que le champ induit. Il assure le transfert des charges quand les deux effets précédents sont rendus négligeables par la faible densité de porteurs.

Structure générale d'un CCD

Un dispositif à transfert de charges est la mise en série d'un certain nombre de capacités. Par un jeu d'horloge approprié, un paquet de charges injecté à un bout du dispositif peut être lu à l'autre bout. On réalise ainsi un registre à décalage analogique. Afin d'assurer le bon fonctionnement d'une telle structure, il faut s'assurer des points suivants:

- Une zone de recouvrement de la région de déplétion d'une capacité à sa voisine. Elle est réalisée par un chevauchement des grilles, c'est-à-dire au niveau technologique par la présence de deux niveaux polycristallins.

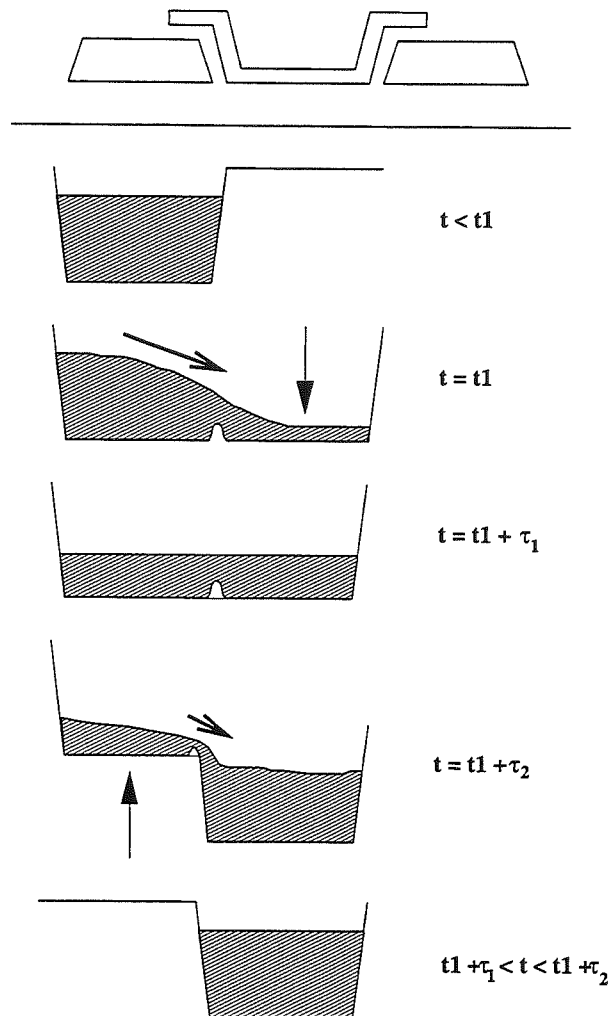


Figure II.7 – Processus de transfert de charge d'une grille à l'autre

- Le temps de passage sous une grille doit être très court par rapport au temps de stockage τ_s pour éviter que des charges générées thermiquement viennent s'ajouter au signal.
- Il faut limiter la largeur du canal qui correspond à la zone utile sous les grilles.
- Il faut limiter la quantité de charge injectée de sorte qu'elle reste inférieure à la quantité de charge correspondant au régime d'inversion stationnaire. En d'autres termes, il faut éviter de faire déborder les puits.

L'inefficacité de transfert

L'inefficacité de transfert traduit la charge laissée en arrière lors d'un transfert: c'est le rapport entre la quantité de charge transférée sous la grille B et la charge initialement présente sous la grille A. Ce sont par exemple les pièges d'interface et les défauts de recouvrement des ZCE de capacité adjacentes qui sont à l'origine de ce phénomène. Si $Q(t)$ est la quantité de charge présente sous la grille A à l'instant t , elle est donnée par:

$$\eta(t) = \frac{Q(0) - Q(t)}{Q(0)}$$

On définit l'efficacité de transfert de la manière suivante:

$$\epsilon = Q(t)/Q(0)$$

Des modèles simples montrent qu'il est possible d'atteindre des efficacités de transfert de l'ordre de 10^{-4} en tenant compte de tous les phénomènes physiques responsables du transfert décrits précédemment, et notamment du champ de bord. Dans le cas réel, les processus de piégeage-dépiégeage au niveau de l'interface oxyde-semiconducteur constituent une limitation sérieuse. La solution est alors d'éloigner les porteurs de l'interface, tirant d'ailleurs profit de la mobilité de volume des porteurs, supérieure à la mobilité de surface. On réalise alors un dispositif à transfert de charge à canal enterré. Le principe de ce dispositif est décrit au paragraphe suivant.

II.1.3.3 Le transistor MOS

La structure du transistor MOS est représentée figure II.8. Le substrat est de type P et deux diffusions n constituent la source et le drain. La grille de commande est constituée par une capacité OS réalisée sur le substrat entre la source et le drain.

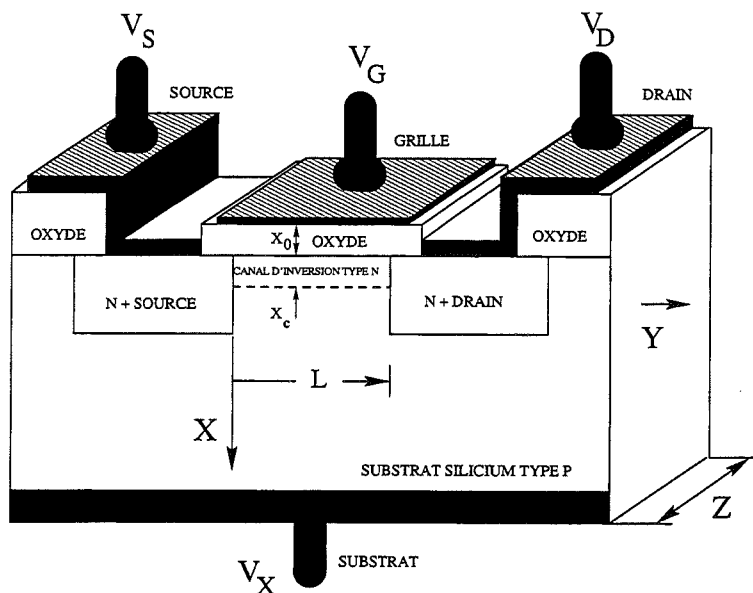


Figure II.8 – Structure du transistor MOS

L'état du canal (reliant la source au drain) est ainsi subordonné au régime dans lequel se trouve la capacité (accumulation, déplétion ou inversion). Si la capacité est en régime d'accumulation ou de déplétion, la structure est équivalente à deux diodes tête-bêche et pour une tension V_{ds} donnée, le transistor ne conduit pas. A l'opposé, si la capacité est en régime d'inversion, la présence d'une couche d'inversion permet le passage d'un courant entre la source et le drain, à V_{ds} donnée. Nous allons nous limiter à l'étude du transistor MOS à enrichissement pour lequel la tension de seuil est positive: si $V_G < V_{th}$, le transistor est bloqué, dans le cas contraire, il conduit.

Les caractéristiques de fonctionnement $I_{ds}(V_{ds})$ sont représentées figure II.9. Suivant la valeur de

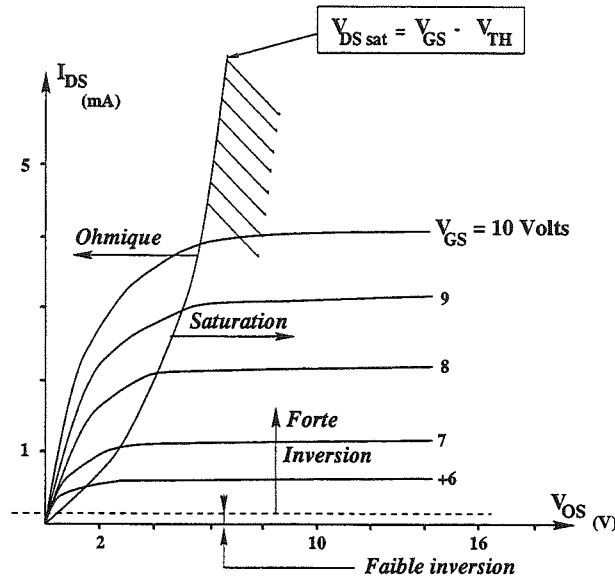


Figure II.9 – Caractéristique i_{ds} de v_{ds}

V_{ds} , on distingue les modes de fonctionnement suivants:

- $V_{ds} \ll V_{dsat}$, on est en présence du régime ohmique. Il y a existence d'un canal qui relie la source au drain (figure II.10).
- $V_{ds} = V_{dsat}$, la présence d'une tension positive sur le drain diminue la couche d'inversion jusqu'à disparition de celle-ci au voisinage du drain. C'est le point de pincement(figure II.10) .
- $V_{ds} > V_{dsat}$, on est en régime de saturation. La présence d'une tension positive côté drain repousse le point de pincement. Il n'y a cependant pas de diminution du courant drain-source: tout porteur qui arrive à ce point est collecté (figure II.10).

Caractéristique de transfert en régime de saturation

Le but de ce paragraphe est d'explicitier la relation $I_{ds}(V_{gs})$ en régime de saturation. Il faut différencier le cas où la capacité MOS est en régime de faible inversion du cas où la capacité MOS est en régime de forte inversion. Nous ne donnerons ici que l'expression analytique du courant drain-source en fonction de la tension grille-source, ce qui nous permettra de dériver la valeur de la conductance du transistor MOS $g_m = \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}}$.

Forte inversion:

L'expression du courant est donnée par:

$$I_{ds} = \frac{1}{2} \mu C_{ox} \frac{Z}{L} \sqrt{V_{gs} - V_{th}}$$

où Z et L sont les dimensions caractéristiques du MOS (voir figure II.8), largeur et longueur du canal, μ la mobilité des porteurs, C_{ox} la capacité d'oxyde.

Et g_m est donnée par:

$$g_m = \sqrt{2\mu C_{ox} \frac{Z}{L}} \sqrt{I_{ds}}$$

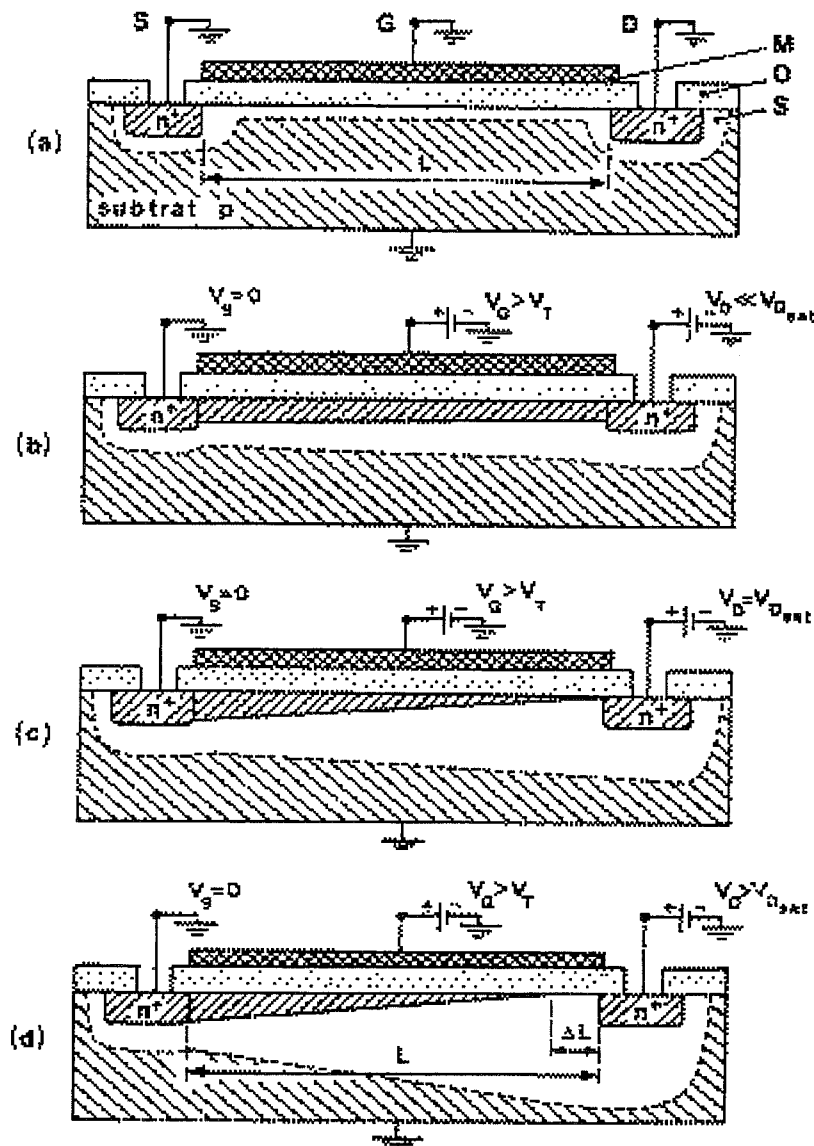


Figure II.10 - Etat du canal en fonction de V_{ds}

Faible inversion:

Le courant s'exprime alors par:

$$I_{ds} = I_o \exp \frac{q(V_{gs} - V_{th})}{nkT}$$

et

$$g_m = \frac{qI_{ds}}{nkT}$$

où n est un paramètre caractéristique de l'ordre de 1-2. Il faut souligner que g_m ne dépend pas de la géométrie du MOS, c'est-à-dire du rapport $\frac{Z}{L}$.

Raccordement faible et forte inversion:

Le raccordement inversion faible/inversion forte est donné par le courant I_{ds} tel que $g_{mfaible} = g_{mforte}$. D'où:

$$I_{ds:faible \rightarrow forte} = 2\mu C_{ox} \sqrt{\frac{nkT}{q}} \frac{Z}{L}$$

Des ordres de grandeur sont donnés plus loin dans le texte.

II.1.4 IRCCD pour l'astronomie, l'héritage de mes prédécesseurs

Ce paragraphe a pour but d'expliquer la logique des mesures de calibrations qui suivront, sur la base des connaissances des conditions de fonctionnement des détecteurs qui nous intéressent, dans le cadre des observations astronomiques, et par opposition aux applications pour lesquelles ils ont été conçus. La technologie IRCCD a été décrite dans ses grandes lignes. Comme souligné précédemment, la cible COMIC est un détecteur IRCCD 128X128, troisième du nom dans la dynastie des IRCCD appliqués à l'astronomie, après une matrice IRCCD 32X32 et une matrice IRCCD 64X64 (voir tableau II.1). Bien que destinées à des usages différents, la première comme imageur IR, la seconde comme senseur IR pour l'expérience COME ON, toutes deux auront été étudiées dans le cadre des exigences qu'imposent les conditions d'observation en astronomie dans la gamme de détection qui s'étend de 1 à $5\mu\text{m}$.

Nombre de pixels	32X32	64X64	128X128
Matériau détecteur	HgCdTe	HgCdTe	HgCdTe
Pas du pixel	$70\ \mu\text{m}$	$70\ \mu\text{m}$	$50\ \mu\text{m}$
Longueur d'onde de coupure	$4.8\ \mu\text{m}$	$5.56\ \mu\text{m}$	$5.1\ \mu\text{m}$

Tableau II.1 – La dynastie des IRCCD appliqués à l'astronomie

Or cette gamme de longueurs d'onde recouvre à la fois l'infrarouge proche dit "optique" entre 1 et $2.5\ \mu\text{m}$ et l'infrarouge proche dit "thermique" entre 3 et $5\ \mu\text{m}$, deux domaines qui se différencient nettement par l'émission du fond ambiant à 300K. Entre les bandes atmosphériques K et L, appartenant respectivement à chaque domaine, la variation du flux de fond ambiant peut aller jusqu'à 10 magnitudes (soit un rapport de flux de l'ordre de 10000, voir par exemple la figure I.3). On conçoit alors les conséquences de telles variations sur la technologie mise en oeuvre dans de tels composants, en terme de dynamique. Il faut un circuit de détection capable de détecter au mieux dans cette gamme de flux, mais aussi capable d'intégrer le signal détecté. A titre d'exemple, il est intéressant de revenir sur les conditions d'utilisation auxquels furent soumis les IRCCD 32X32 et 64X64. La matrice 32X32 fut utilisée comme imageur dans les bandes K, L et M. En L et M, le flux de fond a été mesuré à $5.3 \cdot 10^6$ et $2.7 \cdot 10^7\ e^-/s.pix$ respectivement, et de l'ordre de $10^5\ e^-/s.pix$ pour la bande K (Monin 1987). Quant à la matrice 64X64, elle fut utilisée comme senseur de front d'onde en bande K, avec un flux de fond estimé à $10^3\ e/s.pix$ (Caes 1992). Une évaluation du flux de fond dans le cadre d'une application imageur haute résolution paraît alors nécessaire, dans le but de prévoir les conditions de flux auxquelles sera soumis le détecteur COMIC.

La loi de Planck, ainsi que la connaissance de l'émission atmosphérique, permet le calcul du nombre de photo-électrons dus au flux de fond, dans différentes combinaisons de filtres et d'angles de vue,

adaptées à un instrument haute résolution pour un télescope de 4 mètres. Les résultats sont donnés tableau II.2. Les éléments d'optique sont supposés avoir une émissivité de 0.4 pour une température de 285K. L'atmosphère est supposée être plus froide (290K), avec une émissivité moindre, estimée à 0.2. La transmission globale des éléments d'optique du banc d'optique adaptative (miroirs, fenêtres, et filtres) est de l'ordre de 0.6, et le rendement quantique du détecteur évalué à 0.6 dans toutes les bandes, ce qui correspond à une efficacité totale de 0.36.

Angle de vue par pixel	0.035	0.05	0.1
λ (μm)			
J(1.25)	42	86	1384
K(2.2)	255	520	8320
L(3.6)	$2.85 \cdot 10^5$	$5.80 \cdot 10^5$	$9.3 \cdot 10^6$
M(4.8)	$2.33 \cdot 10^6$	$4.76 \cdot 10^6$	$7.6 \cdot 10^7$

Tableau II.2 – Estimation des flux de fond sur COMIC ($e^- \cdot s^{-1} \cdot \text{pix}^{-1}$)

En sa qualité d'instrument imageur haute résolution, la caméra COMIC est dotée d'une faible étendue de faisceau ($\simeq \lambda^2$), et les flux précédemment calculés paraissent être en contradiction avec une telle caractéristique. En fait, les flux élevés obtenus dans l'IR thermique sont une conséquence de la forte émissivité des surfaces optiques, en nombre important sur le banc d'optique adaptative. Force est de constater l'énorme disparité entre le flux évalué en bande J et celui évalué en bande M, accentuée par les besoins de la haute résolution, l'angle de vue étant d'autant plus petit que la longueur d'onde est courte.

A ce stade de l'exposé, il convient de rappeler le mode de fonctionnement nominal des IRCCD, à l'image des applications pour lesquelles ils ont été dimensionnés:

- mis en oeuvre pour des ambiances type "atmosphères terrestres" correspondant à un fond fortement émissif à 300K, ils sont capables "d'encaisser" des flux de photons de l'ordre de 10^9 ph/s équivalent à un courant diode de quelques nA.
- ils sont destinés à des scènes de faible contraste, typiquement de l'ordre de quelques pourcents. Le signal utile se superpose au fort flux de fond, donnant lieu à un mode "petits signaux" autour d'un "point de repos".
- le temps d'intégration d'une image est de l'ordre de la milliseconde, ils sont donc susceptibles d'intégrer une quantité de charge de l'ordre du million d'électrons.
- ils fonctionnent à des cadences de lecture élevées, avec une cadence pixel de l'ordre du megahertz. Le CCD leur conférant la propriété de composants à mémoire, la lecture de l'image n s'effectue pendant l'intégration de l'image n+1.

Les IRCCD sont donc adaptés aux forts flux de photons (que l'on pourrait définir comme des flux de photo-électrons supérieurs à $10^6 e^- \cdot s \cdot \text{pix}$) et à une faible dynamique de scène. Là encore une

grande différence avec l'observation astronomique haute résolution en optique adaptative. En effet, l'obtention d'une image limitée par la diffraction sous-entend une dynamique d'image qui est celle de la tache d'Airy. A titre d'exemple, prenons le cas d'une source ponctuelle typique, de magnitude 6 en bande K. Estimer le nombre de photo-électrons créés par une telle source à $6.10^6 e^- .s^{-1}$ constitue un ordre de grandeur raisonnable (voir paragraphe IV.4.2.3). Si l'on obtient de cette source une image de rapport de Strehl de 1 (tâche d'Airy), son maximum se situera à $2.8 10^5 e^- .s^{-1} .pix^{-1}$ et l'intensité du premier anneau à $17000 e^- .s^{-1} .pix^{-1}$ (en bande K).

Le bon fonctionnement des IRCCD pour des faibles flux (inférieurs à la limite $10^6 e^- /s .pix$) et pour de grandes dynamiques de scène s'avère être un point essentiel dans leur utilisation en astronomie.

De fait, il a été nécessaire de changer le mode de fonctionnement des composants IRCCD, par un ajustement approprié des signaux de commande du dispositif, en vue de les adapter aux exigences des ambiances de flux de fond/sources précédemment discutées. Cet aspect constitue une part importante des travaux de thèse portant sur les IRCCD 32X32 et 64X64 (Monin 1987, Caes 1992).

Il sera détaillé dans la suite de ce chapitre, mais il est important de donner d'ores et déjà les points fondamentaux autour desquels s'articule ce mode de fonctionnement:

- Le temps d'intégration d'une source astronomique peut durer de l'ordre de la dizaine de milliseconde à quelques minutes. Intégration et lecture doivent être effectuées de manière séquentielle.
- Un réglage fin des niveaux d'horloges des différents étages du CCD permet d'éviter des effets d'ébasage ou de sous-linéarité au bas de la dynamique (donc à faibles flux).

Ces "réglages" constituent une trame pour le travail de caractérisation qui fait l'objet de la suite de ce chapitre et présente ainsi une synthèse des travaux antérieurs, tout en apportant des réponses aux problèmes restés en suspens. En effet, si les travaux de thèse de Monin et Caes sont concentrés sur des domaines de flux différents, le premier sur les forts flux, le second, sur les faibles flux, une importante quantité de mesures a permis de mettre le doigt sur de nombreuses difficultés. Deux points "critiques" sont à retenir pour les observations astronomiques:

- L'effet d'ébasage à très faible flux. Malgré les optimisations de fonctionnement, un effet de seuil subsiste, conduisant à une absence de détection à faible signal.
- Les fortes dispersions de courant d'obscurité. Déjà signalées par Monin comme un facteur limitant du temps de pose, elles se répercutent sur les observations à faible flux de fond pour lesquelles $I = I_{fond} + I_{obs} \simeq I_{obs}$

Une première partie de ce travail de thèse s'attache à répondre à ces interrogations de manière plus quantitative.

Pour conclure ce paragraphe, les tableaux II.3 et II.4 donnent les caractéristiques et les performances mesurées des détecteurs 32X32 et 64X64 (Monin 1987, Caes 1992).

	32X32	64X64
dynamique de sortie	$5 \cdot 10^6 e^-$	$7.8 \cdot 10^6 e^-$
Capacité de sortie (C_s/G)	0.25 pF	0.31 pF
Bruit de lecture	$1500 e^-$	$250 e^-$
I_{obs}	150 fA	8 fA
Facteur de remplissage	50%	73%
rendement quantique	60%	65%
λ_p	4.8 μm	5.56 μm

Tableau II.3 – Caractéristiques mesurées des IRCCD 32X32 et 64X64, d'après Monin (1987) et Caes (1992).

32X32	Bande Photométrique	NEP (W/\sqrt{Hz})	Mag limite ($SNR=1, t_{int} = 1h$)
	K (2.2 μm)	$6 \cdot 10^{-16}$	19.5
	L'(3.8 μm)	$9 \cdot 10^{-16}$	17
	M (4.8 μm)	$1.5 \cdot 10^{-15}$	15.5
64X64	K (2.2 μm)		

Tableau II.4 – Performances mesurées des IRCCD 32X32 et 64X64, d'après Monin (1987) et Caes (1992).

II.2 Caractéristiques des détecteurs 3-5 μm

II.2.1 Grandeurs caractéristiques

Revenons sur les grandeurs qui caractérisent une diode photo-voltaïque (paragraphe II.1.2.2):

- Le courant d'obscurité I_{obs}
- L'impédance dynamique de la diode R_{dyn}
- Le rendement quantique η
- La réponse spectrale
- La surface active A_D

L'objet de ce paragraphe est l'extraction de ces paramètres sur les diodes photo-voltaïques seules, c'est-à-dire non couplées à un circuit de lecture. On dispose pour cela de motifs tests constitués de 64 diodes (8X8) qui, inclus sur les tranches technologiques d'où sont extraites les mosaïques de diodes destinées à être hybridées à un circuit de lecture, en possèdent les mêmes caractéristiques. La caractérisation de tels motifs tests est une étape importante dans la mise en oeuvre d'un composant et permet de découpler les performances des diodes photovoltaïques de celles des circuits silicium. Au vu des spécificités des applications envisagées dans ce travail et définies précédemment (section II.1.4), de telles connaissances ne manqueront pas de trouver leurs justifications a posteriori (section II.3.3). Les mesures qui suivent ont été faites sur les bancs de caractérisation dont dispose le LIR. Elles visent d'une part à obtenir une statistique sur les grandeurs précitées (bien que réduites puisque portant sur 64 diodes), et d'autre part de les étudier en fonction de la température du plan focal, un paramètre

important pour la mise en place du système qu'est la caméra COMIC.

II.2.1.1 Réponse spectrale

Pour commencer, une diode...

La notion de réponse spectrale est directement reliée à la notion de rendement quantique. Les technologues la mesurent en ampères par watt. Elle prend alors pour expression:

$$R(\lambda) = \frac{\eta(\lambda)q\lambda}{hc}$$

C'est l'équivalent "en courant" de la réponse en volts par watt qui exprime la performance du composant considéré dans son ensemble. Par sa définition même, elle possède un maximum, qui est la longueur d'onde pic notée λ_p , mais elle est essentiellement caractérisée par la longueur d'onde de coupure λ_c . La figure II.11 représente la réponse spectrale relative (à λ_p) d'une diode typique de la matrice test pour une température T égale à 77K. La coupure basse de la courbe de transmission est due à la fenêtre d'entrée du cryostat, en germanium, utilisée pour la mesure. La coupure basse intrinsèque des diodes PV est due à la couche substrat CdZnTe et du revêtement antireflet déposé sur cette couche.

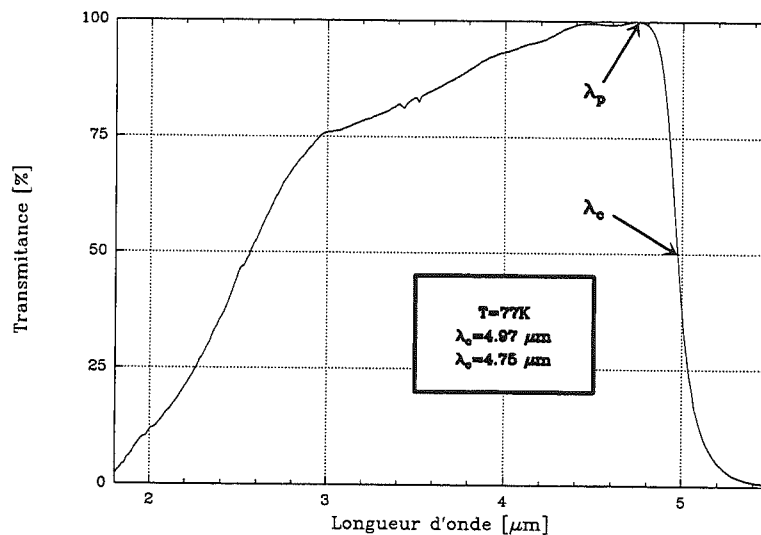


Figure II.11 – Réponse spectrale relative

Une statistique

La mesure de la réponse spectrale sur l'ensemble des diodes du motif test n'a pas pu être effectuée, le LIR ne disposant pas d'un banc de mesure permettant une acquisition systématique. L'intérêt de cette mesure réside dans le fait qu'elle permet de déterminer les variations de composition métallurgique (voir paragraphe suivant). Elle est par exemple importante en contrôle de production (Zenatti D. 1994).

Evolution en température

La dépendance en température et en composition métallurgique de la longueur d'onde de coupure a été discutée au paragraphe II.1.2.1. Les abaques $\lambda_c(x, T)$, dérivées de la relation de Hansen, sont représentées figure II.12.

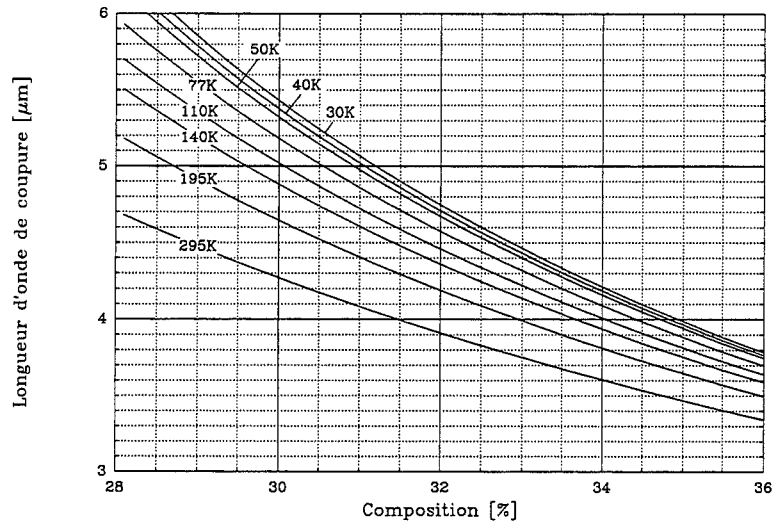


Figure II.12 – Simulation de la variation de la longueur d'onde de coupure du matériau $Hg_{1-x}Cd_xTe$ en fonction de la température T de la diode et de la composition métallurgique x , d'après la relation de Hansen.

La longueur d'onde de coupure moyenne mesurée sur le motif test a été évaluée à $5\mu m$ pour une température de 77K. On en déduit les points suivants:

- la composition métallurgique vaut $x=30.6\%$, et la formule stoechiométrique du matériau détecteur s'écrit $Hg_{0.695}Cd_{0.305}Te$
- la relation de Hansen s'écrit alors:

$$\lambda_c(\mu m) = \frac{1.24}{2.26710^{-4}T + 0.232}$$

et par là-même:

$$\frac{d(\lambda_c(\mu m))}{dx} = -\frac{0.145T + 2.08}{(2.26710^{-4}T + 0.232)^2}$$

Ainsi une dispersion de la composition métallurgique de 1% sous-entend une dispersion en λ_c de $0.25\mu m$. Nous verrons au paragraphe IV.1 l'implication de ce résultat sur le composant considéré dans son ensemble.

La figure II.13 souligne, pour une diode représentative, la dépendance en température de la réponse spectrale, ainsi que l'adéquation de cette dépendance à la relation de Hansen.

II.2.1.2 Caractéristique I(V), R_{dyn} , I_{sat}

C'est polarisée en inverse que la diode joue son rôle de détecteur de photons. Le courant est alors la somme de deux contributions, le courant photonique I_{phot} et le courant diode (ou courant d'obscurité) avec:

$$I_{phot} = \eta q \phi_{ph} A_d$$

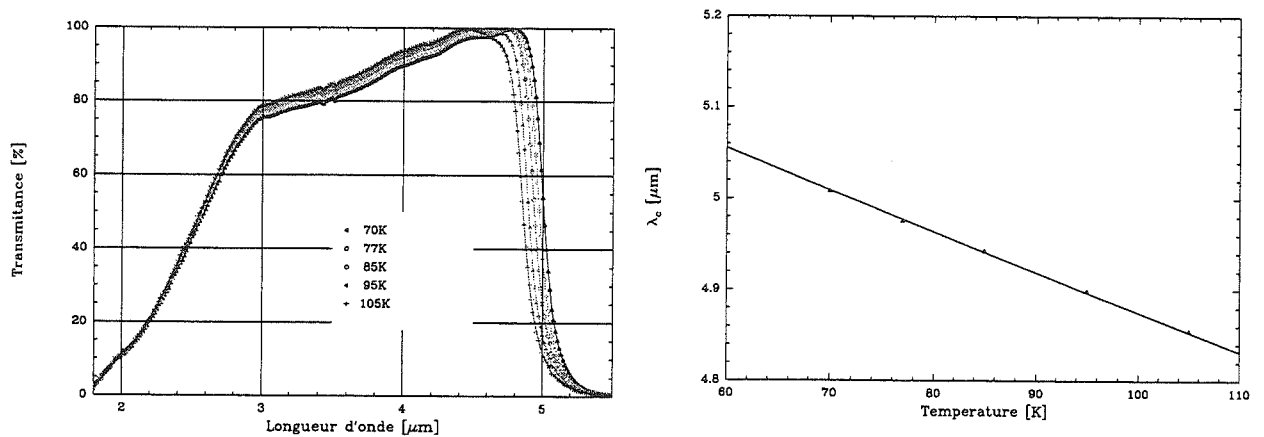


Figure II.13 – a- Dépendance en température de la réponse spectrale d'une diode photo-voltaïque. b- Variation de la longueur d'onde de coupure en fonction de la température des diodes (triangles). La relation de Hansen (traits pleins) est bien vérifiée.

où η est le rendement quantique, ϕ_{ph} le flux de photons, et A_d est la surface sensible de la diode.

$$I_d = I_{sat} \left[\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right] + \frac{V}{R_{sh}}$$

Le premier terme de cette équation a été obtenu au paragraphe II.1.2.2 (I_{sat} est le courant de saturation). On a ici rajouté un deuxième terme qui tient compte des imperfections de la diode: on appelle R_{sh} la résistance de fuite de la diode .

La diode photo-voltaïque vue comme un générateur de courant, qui délivre un courant proportionnel au flux de photons, est "le cas idéal".

La mesure des caractéristiques I(V) vise d'abord à quantifier le courant de fuite de la diode, c'est-à-dire l'écart par rapport à ce cas idéal. Ce dernier est directement représenté par deux grandeurs:

- Le courant I_{sat} . C'est la partie "constante" du courant diode. On la veut la plus faible possible.
- La résistance de fuite. Elle traduit un courant de fuite de surface au niveau de la diode. On la veut la plus grande possible.

D'autre part, le tracé des courbes I(V) permet de vérifier les ordres de grandeur des courants qui traversent la diode dans des conditions normales d'utilisation des détecteurs. Les diodes "regardent" un fond ambiant à 300K sous un angle de vue de 30 degrés et détectent sur une gamme de longueur d'onde qui est celle de la réponse spectrale précédemment mise en évidence (de 2.5 à 5 μ m). On s'attend donc à mesurer un courant inverse de l'ordre de quelques nanoampères.

La résistance dynamique de la diode est obtenue par dérivation des courbes I(V). En outre, pour différencier la contribution du courant de saturation I_{sat} de celle du courant photonique I_{phot} , il convient de remarquer que:

$$\frac{dI}{dV} \Big|_{V=0}^{-1} = \frac{q}{kT} I_{sat} + R_{sh}$$

qui a la dimension d'une résistance. On note le premier terme $R_0 A_d$ où A_d est la surface de la diode (et R_0 résistance par unité de surface s'exprime en général en ohm/cm⁻²).

Mesurée simplement par la dérivée de la caractéristique au point $V=0$ (en supposant la résistance R_{sh} infinie), la notion de R_0 est préférée à celle de I_{sat} par les technologues.

Néanmoins, il faut souligner l'aspect délicat de ces mesures en courant, la sensibilité d'une chaîne de mesure en courant ne permettant guère de dépasser le picoampère. Une telle contrainte expérimentale impose des limites drastiques à la mesure du courant diode d'une part, et des faibles courants photoniques d'autre part (ne laissant pas envisager des mesures "faibles flux" à ce stade de l'exposé).

Une statistique

Les figures II.14 et II.15 représentent respectivement les tracés $I(V)$ et $R_{dyn}(V)$ pour l'ensemble des 64 diodes du motif test sous éclairage (température du plan focal=77K, fond à 300K, FOV=30 degrés, bande spectrale standard). La présence d'une résistance de fuite R_{sh} n'apparaît pas de manière évidente sur ces courbes, nous négligerons sa contribution dans ce paragraphe.

Le domaine de polarisation inverse de la diode laisse apparaître la compétition entre le terme exponentiel et le terme d'avalanche dans le courant diode (de rayons de courbure opposés), qui donne lieu à un point d'inflexion sur la courbe $I(V)$, c'est-à-dire un maximum sur la courbe $R_{dyn}(V)$. La zone correspondant au terme exponentiel, située entre -150mV et 50mV, est cependant couramment appelée "plateau". Le courant plateau est de l'ordre du nanoampère. Il est enfin important de noter un déplacement des caractéristiques vers les x croissants, qui traduit la présence d'une résistance en série, notée R_s , avec la diode (la tension est alors "surestimée" d'un terme $V=R_s I$). Elle est attribuable à la résistance du substrat. Peut-on mesurer le courant de saturation I_{sat} ? Le maximum de la courbe $R_{dyn}(V)$ n'est pas mesurable. La limite de sensibilité en courant du banc de mesure, qui se situe autour du picoampère, ne permet pas de mesurer des résistances supérieures à $2 \cdot 10^{11} \Omega$, le pas d'excursion en tension étant fixé à 20mV. Il en va de même du courant de saturation I_{sat} qui passe par la mesure de $(\frac{dI}{dV})_{V=0}^{-1}$.

Le tableau II.5 résume les résultats obtenus.

$I_{cc}(-30mV) \sim I_{ph}$	R_{dyn}	$R_0 A_d$	I_{sat}
moy=1.3 nA $\sigma=2.7\%$	$> 2 \cdot 10^{10}$ Ohms	$> 2 \cdot 10^{10}$ Ohms	< 0.3 pA

Tableau II.5 – Paramètres dérivés de la mesure des caractéristiques $I(V)$

Evolution en température

Les variations en température des caractéristiques $I(V)$ d'une diode donnée ont été mesurées entre 50 et 85K. Les courbes correspondantes sont données figures II.16 et II.17.

Ces courbes n'apportent cependant qu'une information qualitative:

- une mesure de la résistance $R_{dyn}(T)$ ou du produit $R_0 A_d(T)$ n'est pas possible sur les diodes seules.
- le plateau se déplace vers les tensions négatives lorsque la température décroît.

1. En fait, le shift dans la caractéristique due à la résistance série ne permet de donner qu'un ordre de grandeur du produit $R_0 A_d$ et

$$\left(\frac{dI}{dV}\right)_{V=0}^{-1} \sim R_0 A_d$$

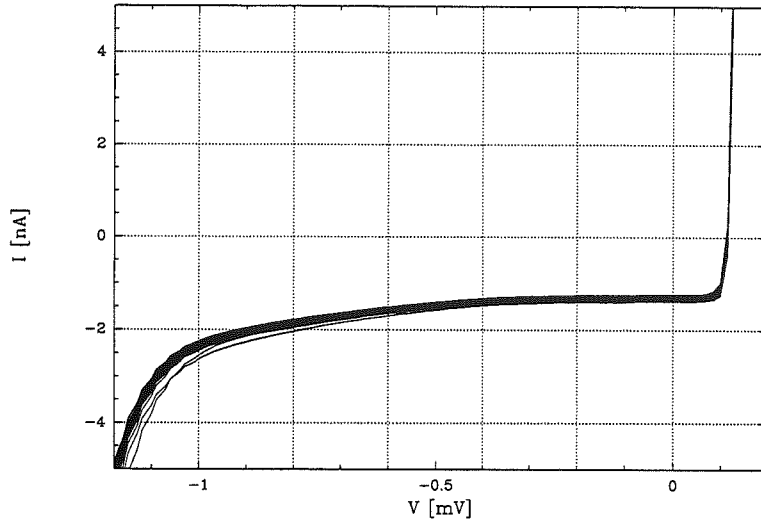


Figure II.14 – Tracé des caractéristiques $I(V)$ pour l'ensemble des 64 diodes du motif test

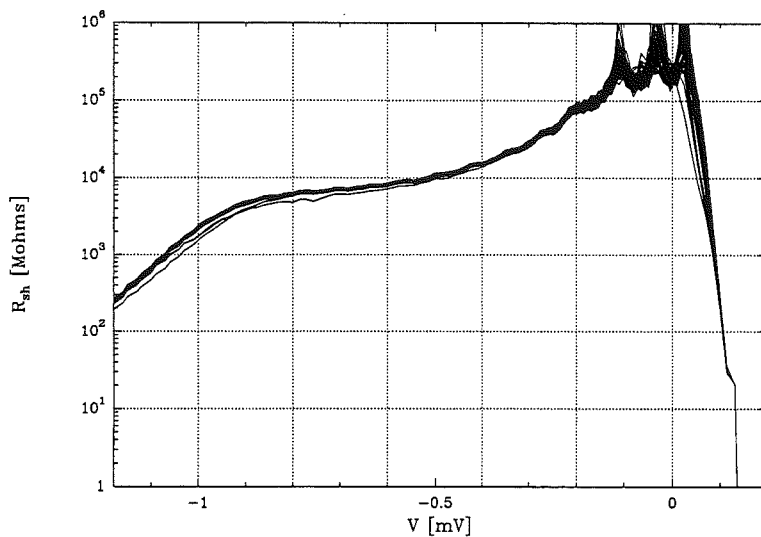


Figure II.15 – Tracé des courbes $R_{dyn}(I)$ pour l'ensemble des 64 diodes du motifs test

II.2.1.3 Rendement quantique

Il est possible d'évaluer le rendement quantique en mesurant l'augmentation de courant inverse (mesurée à -30mV) due à une source superposée au fond ambiant (300K sur un angle de vue de 30 degrés). Cette source est constituée d'un corps noir étalon typiquement à une température de 800K, vu sous un angle de vue de l'ordre de quelques degrés. Ce rendement quantique s'applique à la bande qui a été mesurée précédemment.

Evolution en température

La variation du rendement quantique d'une diode donnée en fonction de la température du plan focal est représentée figure II.18. La courbe $\eta(T)$ met en évidence une baisse de sensibilité des détecteurs avec la température, qui s'avère relativement importante: entre 77 et 50K, le rendement quantique baisse en effet de 40%.

Cette forte variation, due à une variation de la surface sensible, est explicitée au paragraphe suivant.

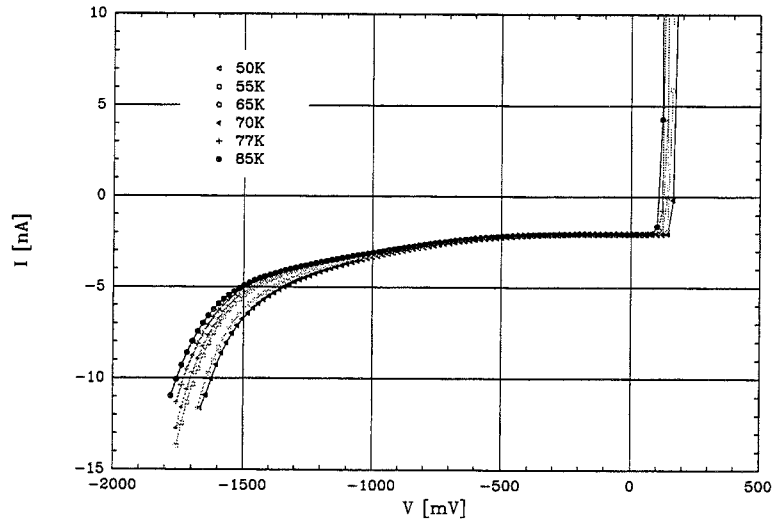


Figure II.16 – Variation des tracés $I(V)$ en fonction de la température, mesurés entre 50 et 85K

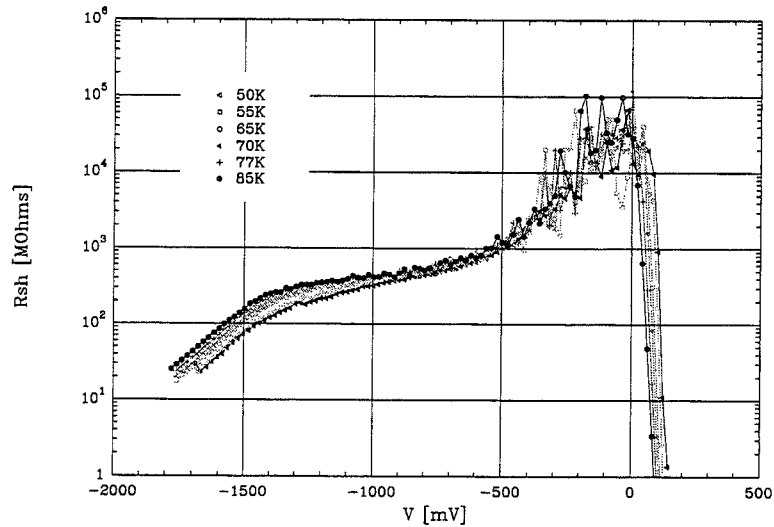


Figure II.17 – Variation des courbes $R_{dyn}(I)$ en fonction de la température, mesurées entre 50 et 85K

II.2.1.4 Surface sensible, facteur de remplissage, diaphonie

La volume sensible d'une diode photo-voltaïque est définie par le volume collecteur des paires électrons-trous créées par photo-excitation, qui comprend la zone de charge d'espace, ainsi que le voisinage de cette zone. Ce voisinage est typiquement de l'ordre d'une longueur de diffusion, des porteurs minoritaires (le rôle des porteurs minoritaires dans le courant traversant la diode a été mis en évidence à la section II.1.2.3), respectivement L_n dans le matériau p et L_p dans le matériau n (figure II.19). De plus, l'extension de cette zone sensible dépend des paramètres a et e qui sont des paramètres technologiques.

Le rendement quantique s'exprime au premier ordre à partir de ces paramètres (voir paragraphe

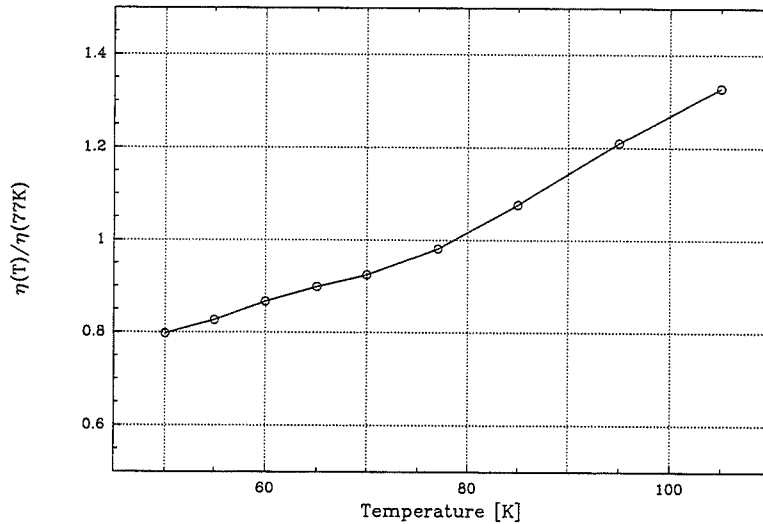


Figure II.18 – Variation du rendement quantique mesuré en fonction de la température sur une diode donnée, relativement au rendement quantique à 77K

II.1.2.1). Rappelons l'expression de W , L_n et L_p :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \phi_{bi}}$$

avec $\phi_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$ et

$$L_n = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_n \tau_n}$$

$$L_p = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_p \tau_p}$$

où $\mu_{n,p}$ et $\tau_{n,p}$ sont respectivement les mobilités et la durée de vie des porteurs minoritaires (électrons et trous), à cause de la différence de masse effective entre électrons et trous $\mu_n \gg \mu_p$. En outre, la durée de vie des porteurs minoritaires est en première approximation inversement proportionnelle à la concentration en donneurs ou accepteurs. Du fait des dopages $N_A \sim 10^{17} \text{cm}^{-3}$ et $N_D \sim 10^{16}$ à 10^{19}cm^{-3} , $\tau_n \gg \tau_p$.

Ainsi, $L_n \gg L_p$. De même $L_n \gg W$.

Le paramètre important est la surface sensible vue par la face arrière (vue de dessus), puisque c'est elle qui définit les zones aveugles. Elle vaut:

$$S_{sensible} = (a + 2L_n)^2$$

On définit alors le facteur de remplissage comme étant le rapport $\frac{S_{sensible}}{S_{diode}}$ avec $S_{diode} = p^2$ où p est le pas des détecteurs.

Une mesure de cette surface sensible peut être effectuée en déplaçant sur le détecteur l'image d'un point source. Le profil brut de la réponse, ainsi que sa déconvolution par la tache d'analyse (gaussienne de largeur à mi-hauteur 30) μm est représentée II.20.

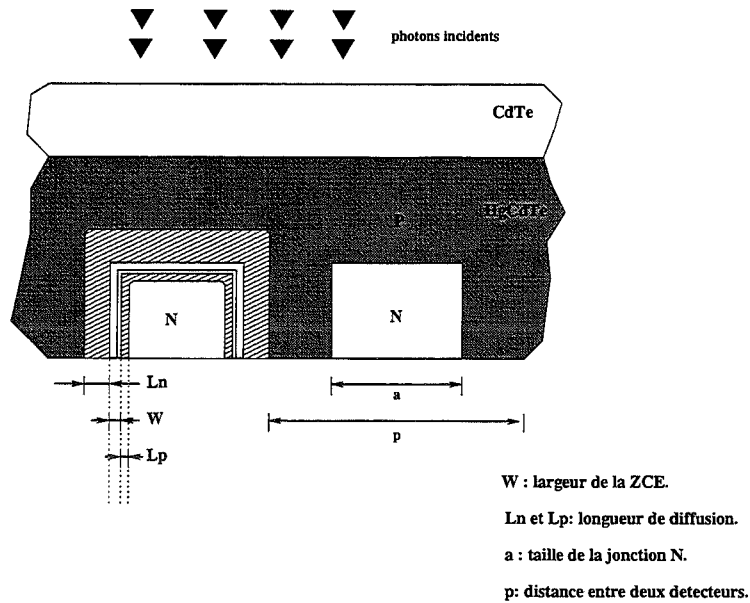


Figure II.19 – Schéma du volume sensible du détecteur

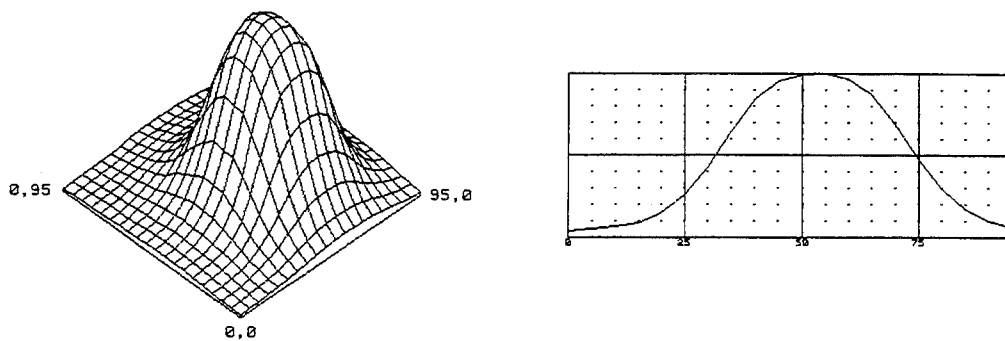


Figure II.20 – Profil de réponse spatiale d'une diode. A droite, vue en surface, à gauche, coupe en ligne.

Les résultats qui ont été obtenus pour une température des diodes à 77K sont rassemblés dans le tableau II.6.

Surface des diodes	surface sensible	facteur de remplissage	longueur de diffusion
$50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$	$43\mu\text{m} \times 43\mu\text{m}$	74%	$6\mu\text{m}$

Tableau II.6 – Paramètres dérivés de l'étude de la surface sensible.

Cependant, parler du facteur de remplissage seul n'a pas de sens. En effet, le facteur de remplissage rentre en compétition avec un autre paramètre important, la diaphonie, qui traduit la pollution, par diffusion des paires créées au niveau d'une diode, aux diodes voisines. Elle a été mesurée à 2%, en évaluant le courant qui traverse la diode échantillon et le courant qui traverse les diodes adjacentes. En pratique, il s'agit pour les technologues de trouver un compromis entre facteur de remplissage

et diaphonie, en ajustant la zone d'implantation, connaissant la longueur de diffusion, sur le pas des détecteurs. Il faut aussi tenir compte de la température d'utilisation, c'est l'objet du paragraphe suivant.

Evolution en température

L'expression de la longueur de diffusion des électrons dans le semiconducteur p montre une dépendance en température en $\sqrt{\frac{kT}{q}}$. Une diminution de la température entraîne donc une diminution du volume sensible, ce qui aura pour conséquence une diminution du rendement quantique (figure II.18).

Dans le paragraphe II.1.2.3, il a été montré que si le coefficient d'absorption α est très supérieur à L_n , le rendement quantique ne dépend que du volume sensible:

$$\eta \propto V_{sensible}$$

Ce volume sensible est de l'ordre de:

$$V_{sensible} \sim L_n^2 + L_n(4a + e)$$

et

$$\eta(T) \propto L_n(T)^2 + L_n(T)(4a + e)$$

et la dépendance en température de η s'écrit:

$$\eta(T) \propto \beta T + \gamma \sqrt{T}$$

la figure II.21 reprend en échelle log-log la figure II.18. Elle montre les deux régimes de dépendance en température, en T et $\sqrt{(T)}$ ¹

II.3 Caractéristiques des composants 3-5 μm

La caractérisation des diodes photo-voltaïques seules a fait l'objet de la section précédente (section II.2). L'étude des éléments pris isolément constituant le circuit de lecture silicium n'a pas été jugée nécessaire dans le cadre de ce travail. Il s'agit dans cette section de caractériser l'ensemble constitué de la mosaïque de diodes photo-voltaïques hybridées au circuit de lecture silicium, c'est-à-dire le composant IRCCD dans sa totalité, sur la base de ce qui a été discuté section II.1.4. Nous verrons qu'il existe des "trucs" pour caractériser en profondeur le circuit de lecture, mais l'accent sera mis sur les performances du couplage entre ce circuit et la mosaïque de photo-diodes. Par là même, la connaissance des diodes photo-voltaïques s'en trouvera augmentée, essentiellement en terme de statistique.

II.3.1 Les moyens de caractérisation

L'instrumentation nécessaire à la caractérisation du dispositif s'articule autour de trois pôles:

- la cryogénie
- le banc d'optique
- l'électronique de commande et d'acquisition

1. la rupture de pente permet d'ailleurs de retrouver un paramètre technologique. En effet, elle a lieu $\sim 77K$, ce qui entraîne $\frac{a}{4} + e \sim L_n(77K)$.

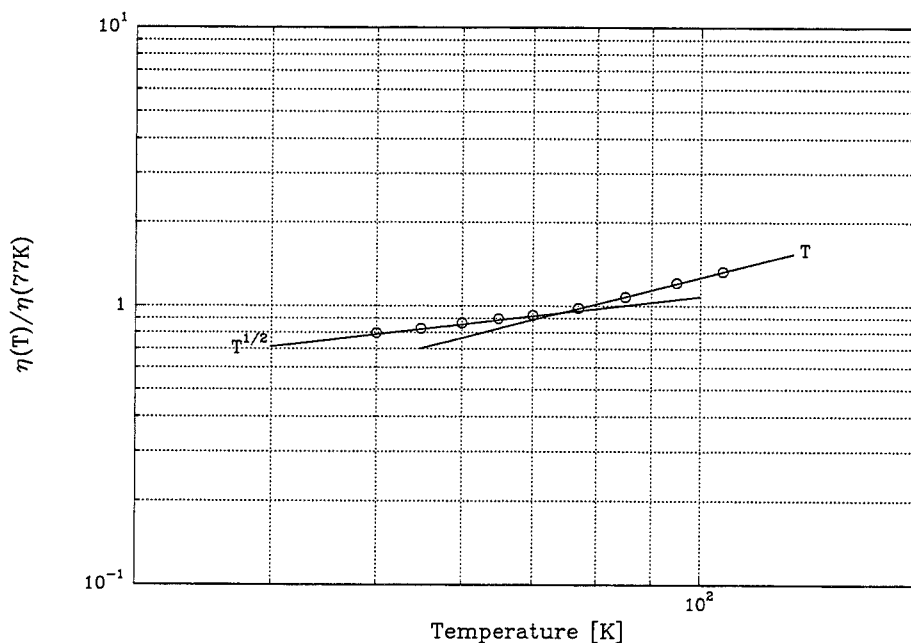


Figure II.21 – Variation du rendement quantique mesuré en fonction de la température sur une diode donnée, relativement au rendement quantique à 77K, tracée en échelle log-log

Le LIR possède dans chacun de ces domaines un appareillage très complet, répondant à la spécificité des besoins de caractérisation des composants développés. Cependant, l'abondance des mesures statistiques d'une part, et des mesures faibles flux d'autre part, qui font la richesse de ce travail, ont nécessité une instrumentation originale décrite à la section II.3.1.4.

En partie utilisés dans cette étude, les moyens de caractérisation du LIR sont brièvement exposés dans ce paragraphe.

II.3.1.1 La cryogénie

Afin de diminuer le courant de diode, qui tire son origine de la génération de paires électrons-trous par agitation thermique (voir section II.1.2.2), et qui constitue une source de bruit pour la mesure du courant photonique, il est impératif de refroidir les composants IRCCD¹. On dispose ainsi de deux types de cryostat:

- les cryostats à circulation d'Hélium ou d'azote, qui peuvent fonctionner entre 4K ou 77K et 300K régulés au dixième de degré.
- les cryostats à bain d'azote qui maintiennent une température à 77K.

L'empilement de type "zigourat"² doit être froid, ruban d'Indium, céramique, détecteur, tel que représenté figure II.22, permet la thermalisation du détecteur, mais aussi une bonne tenue aux dilatations différentielles. Apparaît aussi sur cette figure le baffle froid qui définit un angle de vue standard de 30 degrés (approprié aux conditions "normales" de fonctionnement des détecteurs, discutées au paragraphe II.1.4). Enfin une limande en Kapton véhicule les signaux de commande et le signal de sortie

1. les CCD visibles fonctionnent autour de 200K pour limiter la génération thermique dans le Silicium ($E_g \sim 1.15\text{eV}$). Compte tenu du fait que la largeur du gap pour des diodes HgCdTe coupant à $5\mu\text{m}$ est de l'ordre de 25meV , on s'attend à des températures d'utilisation de l'ordre de 77K.

2. on se souviendra de Babylone...

du détecteur. Elle est fixée (par un cavalier) sur la céramique. Des "bonding" permettent la connexion électrique entre les pistes de la limande et les prises de contact situées sur le détecteur.

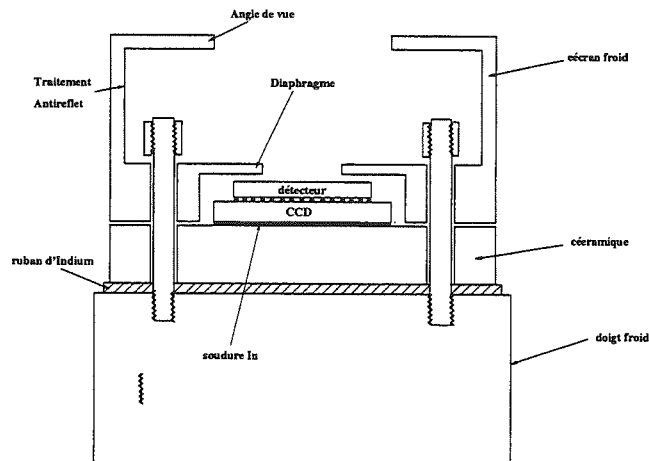


Figure II.22 – Schéma de montage (standard) de la matrice IRCCD sur le doigt froid

II.3.1.2 Le banc optique

Les éléments qui constituent le banc d'optique sont:

- un corps noir étalon (Minarad Systems INC., modèle RBB 1000) asservi en température entre 50 et 800 degrés Celsius, avec une précision de l'ordre du degré.
- une roue porte diaphragme
- un miroir de renvoi

Le schéma du banc est donné figure II.23.

Ce banc est destiné à faire des mesures de réponse en signal. Chaque pixel voit l'environnement IR à 300K sur l'angle de vue de 30 degrés, auquel s'ajoute le signal du corps noir vu sous un angle de vue défini par la taille du diaphragme et la distance qui le sépare du détecteur. Il est donc adapté au fonctionnement normal des IRCCD (mode petits signaux).

II.3.1.3 Electronique de commande et instruments de mesure

La gestion de l'électronique de commande du dispositif et d'acquisition des mesures est assurée par un ordinateur HP sous système d'exploitation HP Basic (commande et interpréteur). Elle est réalisée soit au moyen d'une interface GPIO (interface parallèle 16 bits) soit au moyen d'une interface IEEE (interface série).

L'électronique de commande se compose de deux modules:

- la "boîte de phase". Elle permet de délivrer 32 signaux logiques indépendants, synchrones d'une horloge de 20 MHz. Un programme écrit en HP Basic permet d'éditer un cycle d'horloge (appelé aussi chronogramme) qui permet de commander le dispositif dans le cadre d'une mesure donnée. Ce cycle est transféré par l'interface GPIO à la "boîte de phase" pour être stocké dans sa mémoire RAM. Elle fonctionne alors en "roue libre" pour délivrer les signaux TTL correspondants.

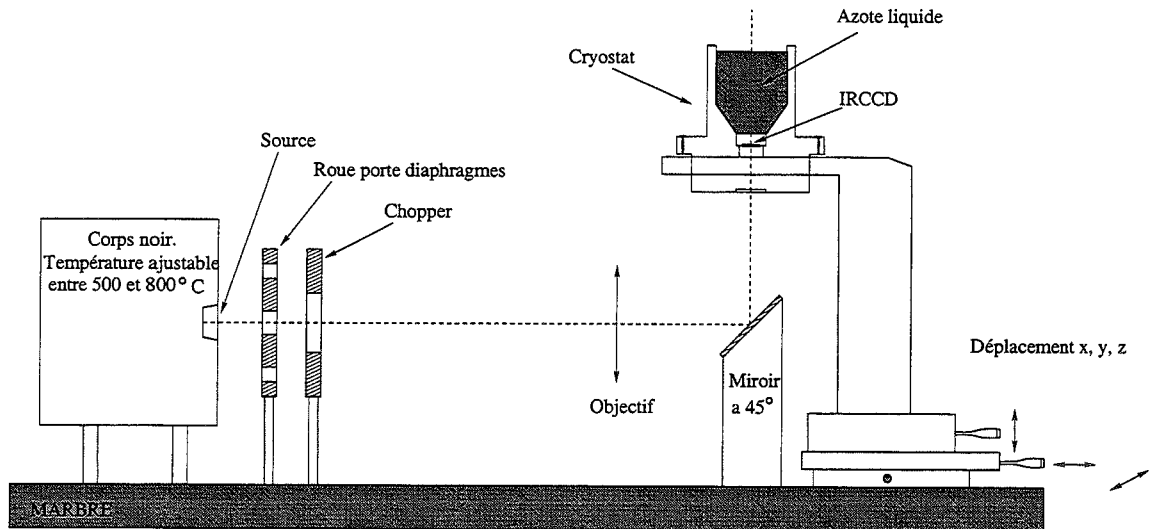


Figure II.23 – Schéma du banc d'optique

- la carte de translation. C'est elle qui permet de traduire les signaux TTL en signaux adaptés à la technologie CMOS (0-15 V).
- les alimentations programmables. Ce sont des alimentations ADRET qui délivrent une tension à $10 \mu\text{V}$ près. Elles permettent de faire varier une ou plusieurs tensions de polarisation du dispositif selon les besoins d'une mesure.

Cette électronique réalise des horloges de commande en tension. Son inconvénient majeur réside dans le fait qu'elle ne permet pas un ajustement précis et versatile des fronts de montée et de descente (notamment indépendamment l'un de l'autre) des horloges qui attaquent les capacités MOS. Pour le test de nombreux dispositifs, cet ajustement est essentiel. C'est pourquoi le LIR s'est progressivement muni d'une électronique de commande en courant (attaque des capacités par pulsé de courant).

La chaîne de mesure est, pour sa part, analogique. Elle comporte:

- un double échantillonneur corrélé (DEC).
- voltmètres et ampèremètres (HP3456A ou Keithley 193)
- un analyseur de spectre.

Le DEC est décrit figure II.24. Une tension V_{ref} est imposée en entrée du premier suiveur sur le signal de synchronisation Ech2. La capacité C_1 encaisse la chute de tension du signal de sortie du dispositif par rapport à V_{reset} ramenée à V_{ref} . Ech1 permet de bloquer en entrée du second suiveur la valeur $V_{ref} - \delta V_{signal}$.

Le DEC réalise alors la soustraction entre le niveau de reset V_{reset} et le niveau de signal. Il permet d'éliminer les composantes basse fréquence de variation du signal en sortie du dispositif. C'est un filtre passe haut dont la fonction de transfert s'écrit:

$$H(f) = \sqrt{2(1 - \cos(2\pi f\tau))}$$

L'analyseur de spectre est un outil puissant pour la caractérisation en bruit des dispositifs. Le modèle utilisé est un HP3561A. Son utilisation est cependant mal adaptée à une étude statistique, la mesure

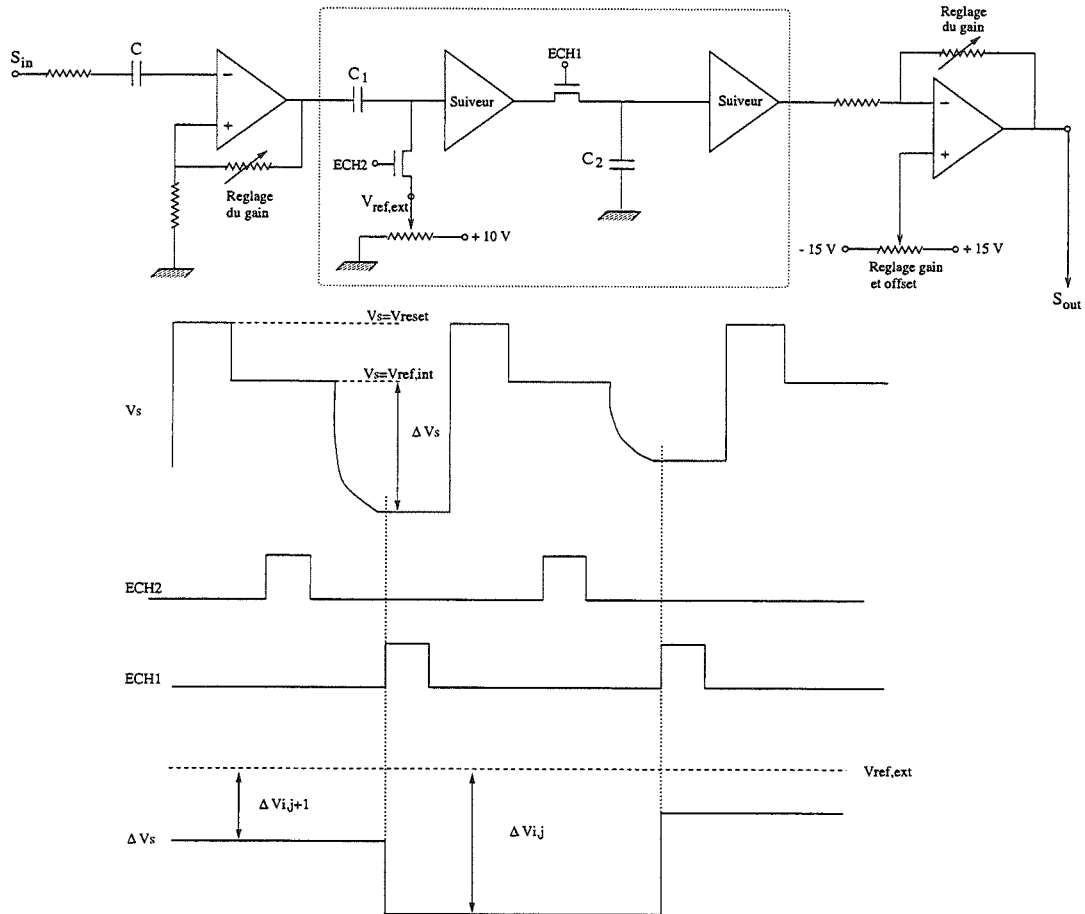


Figure II.24 – Schéma de principe du double échantillonneur corrélé. a- Montage électronique. b- Chronogramme de fonctionnement.

du bruit sur un pixel nécessitant l'acquisition séquentielle de l'ordre de 1000 échantillons. Cela sous-entend 1000 trames, soit 40 secondes pour une fréquence pixel de 400KHz.

II.3.1.4 Acquisition numérique

Les avantages d'une chaîne d'acquisition numérique sont multiples.

- Ils permettent un traitement très poussé a posteriori.
- Ils se prêtent à une acquisition massive et parallèle, et donc à un traitement statistique.

Si ces avantages peuvent paraître évidents aux astronomes, ils le sont moins pour les technologues qui sont soumis à des contraintes d'efficacité en temps de traitement.

Ce travail a permis la validation d'une chaîne d'acquisition numérique alors en développement au LIR (rapport Agnese). L'élément principal en est un voltmètre numérique double voie Keithley 196A, 16 bits, 100KHz. Il a été essentiellement utilisé sous les deux modes suivants:

- Pour les mesures "signal": calibre 3.2V (résolution $100\mu\text{V}$), pas de filtre en entrée.
- Pour les mesures de bruit: calibre 320mV (résolution $10\mu\text{V}$), filtrage 3-50Hz.

La cadence de conversion implique un sous-échantillonnage de la matrice. Le calculateur HP permettant un chargement des données en DMA à la cadence de 900KHz maximum, la chaîne est limitée par la cadence de conversion de l'appareil.

Le système a été validé en bruit dans une configuration de masse optimale (nous verrons au paragraphe II.3.3.9 ce que cela signifie), avec accord à l'analyseur numérique. Le bruit propre de la chaîne numérique a été estimé à $100\mu\text{V rms}$. Un synoptique du banc de mesure est donné sur la figure II.25.

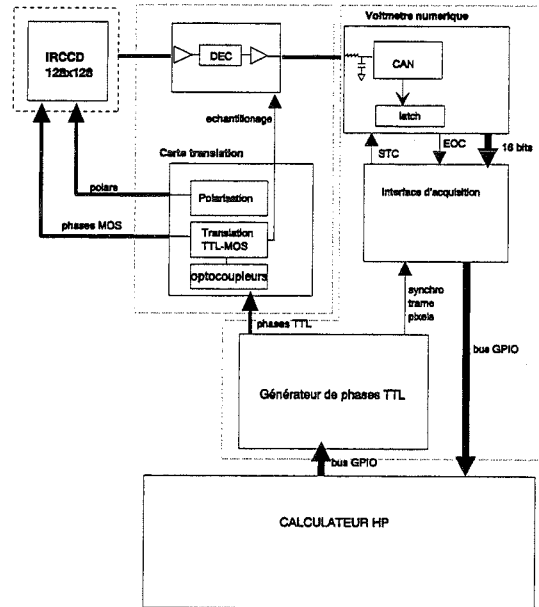


Figure II.25 – Schéma synoptique du banc de mesure

II.3.1.5 La descente en flux

Un volet important de cette étude est la mesure des performances du dispositif pour des faibles flux de fond. Le principe d'un cryostat faibles flux de fond est décrit dans la thèse de Tiphène (Tiphène 1987). L'ONERA disposait pour sa part d'un cryostat similaire. En collaboration avec l'équipe de J. Dechamps, un système adapté aux cryostats du LIR a été mis en oeuvre. Il est représenté figure II.26.

Ce cryostat comporte deux compartiments:

- Un "plan focal" qui a la même structure que celui du cryostat de test, maintenu en froid à 77K par bain d'azote.
- Un compartiment corps noir. C'est en fait une cavité froide régulée en température et recouverte d'une couche fortement absorbante. Cette cavité est bafflée pour protéger l'ensemble d'éventuelles fuites de photons dans la structure. Le bafflage conserve l'angle de vue de 30 degrés propre à l'étage du plan focal.

Ce compartiment peut être régulé en température par circulation d'azote liquide, entre 77 et 300K, au demi-degré près. Une sonde étalonnée permet la mesure de la température au niveau de la cavité.

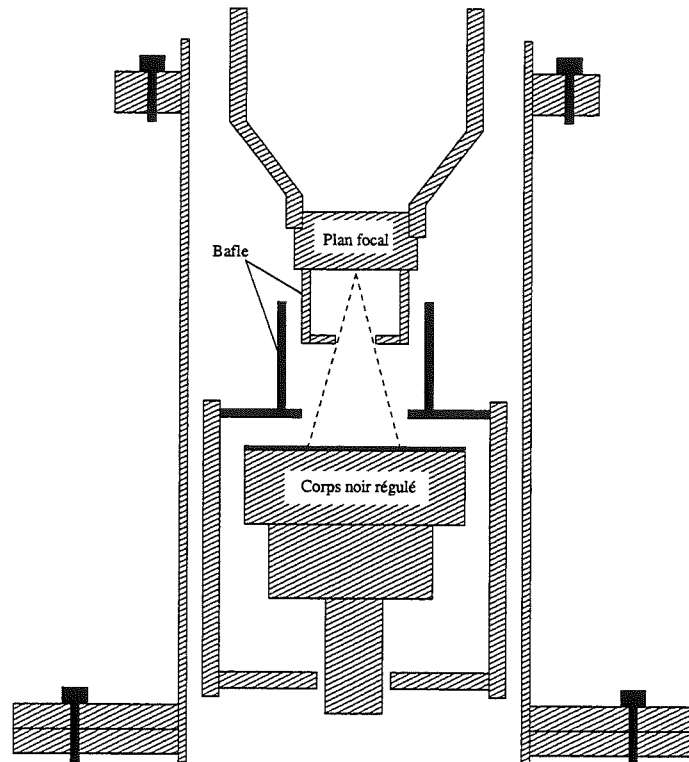


Figure II.26 – Schéma du cryostat faible flux de fond

Il n'y a évidemment pas de contact physique entre ces deux compartiments.

Cette structure devrait permettre d'obtenir des flux incidents dans un domaine allant de 10 à $10^7 \text{ ph/s}/\mu^2/\text{strd}$. La limitation possible à une telle gamme de flux de fond sont les fuites de photons. Elle seront évaluées à la section II.3.3.1.

Le contraste thermique est important aux températures de corps noir accessibles et dans la bande de détection considérée: c'est un des désavantages d'un tel système. Avec une régulation au demi-degré près, l'erreur sur l'évaluation du flux est de l'ordre de 5% ¹. A moins de disposer d'une meilleure régulation, si on souhaite une meilleure précision, il est préférable de choisir une température de corps noir plus élevée. Ceci est possible avec un montage réalisé au moyen d'une sphère intégratrice. L'autre désavantage du système provient de son inertie thermique.

II.3.2 Fonctions élémentaires et caractéristiques

Nous allons présenter dans cette section les fonctions élémentaires réalisées par le dispositif et leur caractéristiques respectives. Ces fonctions sont les suivantes:

- l'injection du courant de la diode dans le circuit de lecture au niveau de l'étage d'entrée. Il s'agit ici d'une injection directe (couplage entre la diode photovoltaïque et le transistor MOS d'entrée, couplage PV-TMOS),
- l'intégration de ce courant au niveau du site de stockage,

1. on est dans le régime de la "loi de Wien" d'où une forte dépendance en température

- le multiplexage de l'information (paquets de charges) vers un unique étage de sortie réalisé par le CCD,
- la conversion charge-tension au niveau de l'étage de sortie.

II.3.2.1 Couplage PV-TMOS

Dans l'étage d'entrée en injection directe, la diode photo-voltaïque est couplée à un transistor MOS, selon le principe de la figure II.27. L'intersection de la caractéristique de la diode photovoltaïque et de la caractéristique du transistor MOS définit le point de fonctionnement de l'étage d'entrée.

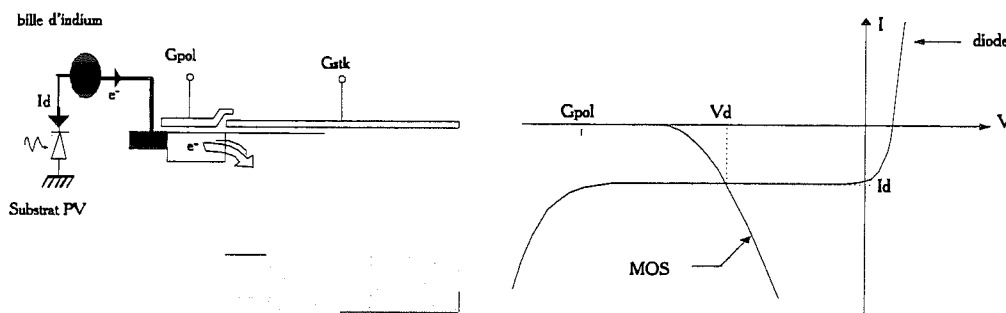


Figure II.27 – Point de fonctionnement de l'étage d'entrée

Suivant le flux de fond de l'application envisagée et/ou la dynamique de scène considérée, il faut avoir recours à un raisonnement sur ce qu'on peut définir comme "le lieu" des points de fonctionnement (intersection des caractéristiques) ou un modèle petits signaux autour d'un point de fonctionnement. Le dernier modèle est classique dans la mesure où il concerne les applications terrestres. Il est transposable en astronomie dans le cas d'objets étendus. C'est ce modèle que nous allons décrire dans ce paragraphe. Notons que l'autre cas (grandes dynamiques de scène) peut se déduire de celui-ci par un "raisonnement intégral".

Modèle petits signaux

Réexaminons ce qui se passe autour du point de fonctionnement. Vu du côté source, le transistor se comporte comme un générateur de tension: il polarise la diode en inverse au moyen de la tension grille. Vu du côté drain, le transistor se comporte comme un générateur en courant qui débite dans la capacité de stockage. La fonction d'intégration est donc idéalement réalisée si la diode est un générateur de courant parfait vu du transistor et si le transistor est un générateur de courant parfait vu de la capacité de stockage.

Nous avons précédemment mis en évidence le fait qu'une diode photovoltaïque polarisée en inverse sous éclaircissement se comporte comme un générateur de courant imparfait. Le courant délivré par la diode est de deux origines:

- un courant de photons, qui constitue le signal,
- un courant de diode, constitué des courants de génération-diffusion au niveau de la jonction, et des courants de fuites.

La deuxième composante qui varie en fonction de la polarisation traduit l'imperfection de la diode comme générateur de courant. On souhaite donc cette variation la plus petite possible (voir paragraphe II.2.1.2).

De même l'imperfection du transistor MOS se traduit par:

- la présence d'une résistance drain-source qui n'est pas infinie. La source n'est alors pas complètement isolée du drain.
- une transconductance qui varie avec le courant injecté.

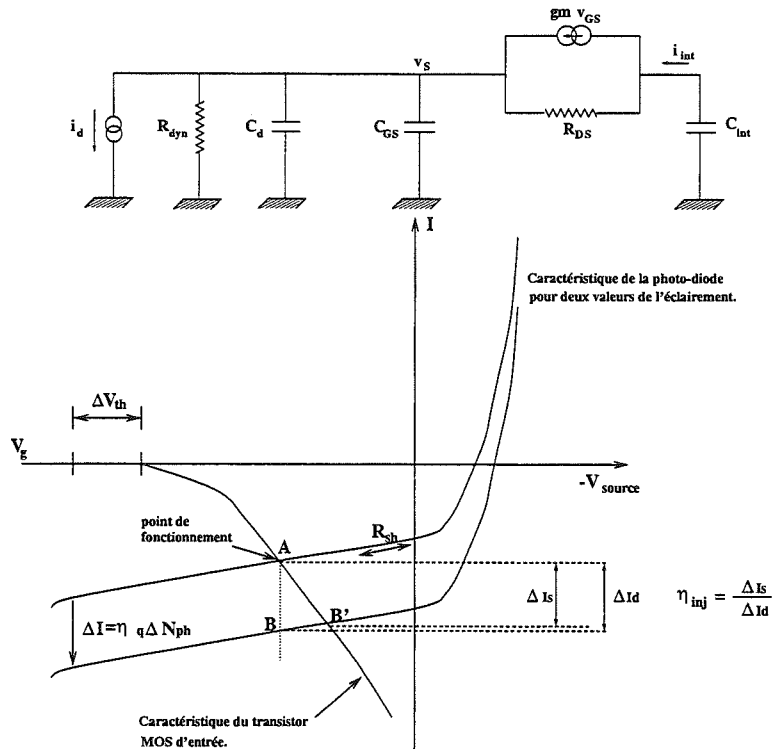


Figure II.28 – Etage d'entrée. Modèle petits signaux et rendement d'injection.

Le schéma équivalent petits signaux est représenté sur la figure II.28. On a ajouté sur ce schéma deux capacités parasites, celle de la diode et celle du transistor MOS. La capacité de stockage est notée C_{int} . Le courant $\Delta I_d \equiv i_d$ représente le signal, c'est-à-dire la variation de courant due à la scène. On voit clairement sur la figure II.28, sur le schéma équivalent petit signaux ou directement sur les caractéristiques, que le courant injecté dans la capacité de stockage est inférieur au courant "signal" débité par la diode. On parle alors de rendement d'injection η_{inj} :

$$\eta_{inj} = \frac{\Delta I_i}{\Delta I_d}$$

Il est facile de déduire du schéma équivalent petit signaux une expression du rendement d'injection, en statique:

$$\eta = \frac{g_m R_{dyn} + \frac{R_{dyn}}{R_{DS}}}{1 + g_m R_{sh} + \frac{t_i}{R_{DS} C_{stock}} + \frac{R_{sh}}{R_{DS}}}$$

où t_i est le temps d'intégration et C_{stock} la capacité de stockage. On souhaite que le rendement d'injection soit le plus proche possible de 1 (qui correspond au cas idéal décrit précédemment). A valeur de R_{dyn} et R_{DS} données, le facteur qui est susceptible de dégrader η est la transconductance du transistor MOS g_m , qui, rappelons-le (voir paragraphe II.1.3.3) varie avec le courant drain-source. Compte tenu de la valeur (inférieure) obtenue précédemment pour la résistance dynamique de la diode $> 10 G\Omega$, et d'une valeur R_{DS} qu'on peut raisonnablement estimer à une valeur supérieure au $G\Omega$, le rendement d'injection est susceptible d'être dégradé pour un courant de fond (c'est lui qui intervient pour le calcul de g_m) inférieur à la centaine de femtoampère.

II.3.2.2 Site de stockage

Côté drain le transistor d'entrée se comporte comme un générateur de courant qui débite dans la capacité de stockage. Dans le cadre des applications astronomiques, la capacité de stockage ne constitue qu'un "lieu de transit". Plusieurs raisons expliquent ce mode de fonctionnement:

- Dans le mode de fonctionnement normal (pour une description plus exhaustive de ce mode se reporter à Caes (1992)), la capacité de stockage joue le rôle d'intégrateur. Pendant le temps d'intégration, la charge $I_{ds}t_i$ est accumulée dans la capacité de stockage (où I_{ds} est le courant débité par le transistor d'entrée et t_i est le temps d'intégration). Le passage au niveau bas de la phase trame permet le passage des charges du site de stockage vers le dispositif à transfert de charge. Si le potentiel de surface est le même sous la grille de stockage, la grille trame et les grilles du dispositif à transfert de charge (ici les grilles ϕ_1 et ϕ_2 des registres parallèles), il y a partition du signal intégré. Dans des conditions BLIP, le rôle de la partition est d'augmenter la dynamique d'intégration en charge, à dynamique du dispositif de transfert de charge donnée (ce qui permet d'augmenter le temps d'intégration et donc d'augmenter le rapport signal/bruit¹). En outre, il a été montré que dans ce mode de fonctionnement (voir Caes (1992)), les caractéristiques $V_s(t_i)$ montrent un fort effet d'ébasage accompagné d'une sous-linéarité à l'origine. Le mode de fonctionnement partition est donc inadapté aux applications faibles flux.
- Les applications faibles flux nécessitent de réaliser séquentiellement intégration et lecture (voir Caes (1992)). La raison essentielle en est que l'on souhaite des temps de pose longs par rapport au temps de lecture. En outre, Caes (1992) a montré que la pulsation des phases nécessaire à la lecture du dispositif à transfert de charge entraîne un excédent de bruit sur le signal pour des temps de pose synchrones des horloges de commande du dispositif.
- On peut choisir d'intégrer les charges dans la capacité de stockage et réaliser un transfert intégral en faisant en sorte que le potentiel de surface sous la grille de stockage reste supérieur au potentiel de surface sous les grilles du dispositif à transfert de charge. La solution qui a cependant été utilisée consiste à considérer la capacité de stockage comme lieu de transit². Cette dernière n'est possible que dans le cadre d'un mode où intégration et lecture sont réalisées séparément.

La figure II.29 donne une vision schématique de l'étage d'entrée pendant la phase d'intégration. Le site de stockage est en outre muni d'une fonction d'anti-éblouissement. Cette fonction a pour rôle d'évacuer l'excédent de charge en cas de saturation (en charge) du pixel.

1. La partition ne change pas le rapport S/B.

2. Il a d'ailleurs été envisagé d'utiliser la capacité de stockage pour polariser la diode PV, pour diminuer les effets d'ébasage

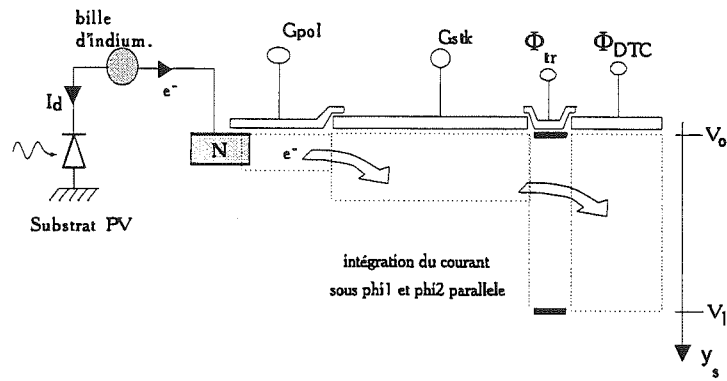
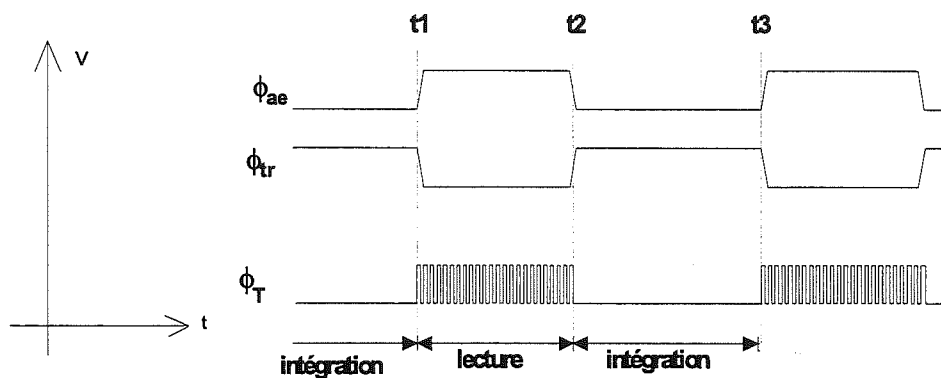


Figure II.29 – La capacité de stockage comme site de transit

Figure II.30 – Chronogramme de lecture. ϕ_{ae} est la phase d'anti-éblouissement-poubelle, ϕ_{tr} est la phase trape et ϕ_T schématise les phases qui commandent le dispositif à transfert de charges.

Lors de la lecture du dispositif, la phase trape passe au niveau haut. La fonction qui réalisait l'anti-éblouissement pendant l'intégration évacue alors les charges intégrées (on parle de fonction poubelle). Le chronogramme des différentes phases qui gèrent les séquences d'intégration et de lecture est schématisé figure II.30.

II.3.2.3 L'étage de sortie

Le schéma de l'étage de sortie est donné figure II.31. Cet étage réalise la conversion charge-tension. La charge est lue sur la capacité de sortie au moyen d'un amplificateur à deux étages.

Le principe de fonctionnement de l'étage de sortie est décrit figure II.32. Lorsque ϕ_4 est au niveau bas la capacité de sortie est chargée à la tension V_R (ϕ_R est au niveau haut). Lorsque ϕ_4 passe au niveau haut, le transistor de reset est bloqué (ϕ_R est au niveau bas). Les charges sont transférées dans la capacité de sortie C_s , entraînant une chute de tension à ses bornes, proportionnelle au signal. La grille écran joue le rôle de barrière de potentiel.

Le niveau de signal est donné par la différence entre le niveau de référence V_R et le niveau établi au bornes de C_s après que la totalité des charges a été transférée sous cette dernière.

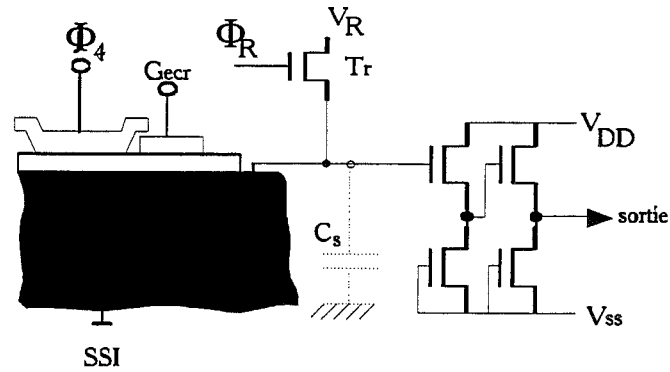


Figure II.31 – Etage de sortie

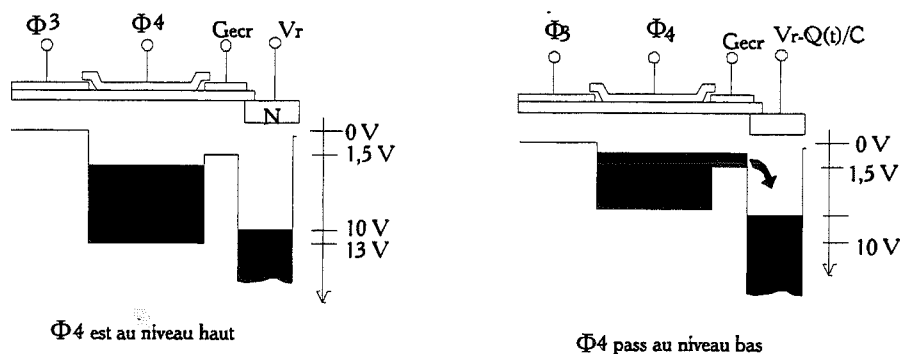


Figure II.32 – Principe de fonctionnement de l'étage de sortie

II.3.2.4 Le CCD

Le dispositif à transfert de charge réalise la lecture en charges de l'information issue de chaque pixel vers l'étage de sortie. Il unit les deux étages décrits précédemment, l'étage d'entrée associé à chaque point élémentaire et l'unique étage de sortie.

Le dispositif à transfert de charge est constitué de 128 registres parallèles 4 phases à transfert de surface et d'un registre série 4 phases à transfert en volume.

Les registres parallèles sont munis de 258 bits (chaque bit correspond à un ensemble de 4 grilles), d'une grille de sommation et d'une grille parallèle-série. Les charges sont intégrées sous les grilles ϕ_1 et ϕ_2 du bit "vif", par opposition au bit "mort" qui ne reçoit pas de charge pendant l'intégration. La phase de sommation somme les charges laissées en arrière par le bit "vif", dans le bit "mort". Le registre série est muni de 129 bits.

Un cycle de type "pseudo quatre phases" est appliqué à ces deux registres (pour une description plus complète, se reporter à Caes (1992)).

II.3.3 Caractéristiques de transfert et optimisations de fonctionnement

Dans cette section, nous allons décrire les résultats de caractérisation obtenus sur le dispositif dans le cadre de mesures faibles flux. Nous admettons (et nous verrons que cette limite est justifiée) que la

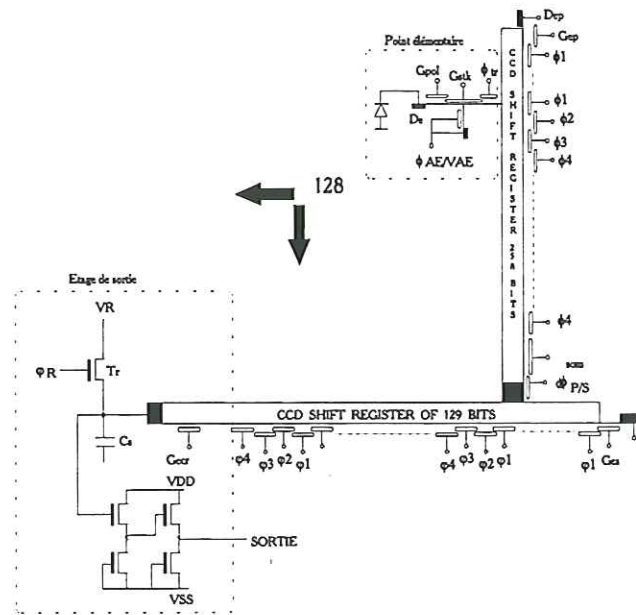


Figure II.33 - Schéma de principe du dispositif IRCCD 128X128

limite des faibles flux correspond à un courant I_{ds} inférieur au picoampère. Les mesures présentées ici ont été effectuées avec le cryostat faible flux décrit en section II.3 et les cryostats basse température disponibles au LIR.

Dans toute cette section, on supposera que les réglages effectués sur le dispositif, et en particulier sur chaque étage décrit précédemment, ont été optimisés. Ces réglages concernent les niveaux de phase et de référence. Une attention particulière a été portée aux points suivants:

- réglage de la tension de polarisation en vue de minimiser le bruit des diodes.
- la dynamique du dispositif est soumise au réglage de la tension de commande de la grille de stockage (dans le mode de fonctionnement choisi). Celle-ci a été choisie de manière à rendre maximale la dynamique en charge, tout en assurant le bon fonctionnement de l'étage d'entrée (réglage de V_{ds} du TMOS d'entrée).
- réglage du niveau haut de la phase trame (nous verrons que le réglage de ce niveau permet de réduire un effet d'ébasage toujours présent au niveau du point élémentaire).
- réglage des niveaux de la phase anti-éblouissement/poubelle en accord avec les réglages précédents.
- réglages des fronts de montée et de descente des phases de commande du dispositif à transfert de charge.
- optimisation des phases et des tensions de reset (minimisation du bruit de lecture).

Le tableau II.7 résume les réglages obtenus.

Pour des mesures fort flux effectuées sur ces dispositifs, on se reportera aux travaux de Caes (1992) et Monin (1987). On donne les caractéristiques principales de l'IRCCD 128X128 sur le tableau II.8.

Tensions de polarisation	
G_{pol}	150mV
V_{cint}	2 V
V_{ae}	15 V
V_{dd}	15 V
V_{ssi}	0 V
V_{reset}	13 V
V_{gs}	1.8 V
Niveau des phases	
phases série (haut)	12V
phases série (bas)	0 V
phases parallèle (haut)	10 V
phases parallèle (bas)	0 V
ϕ_{ae} (haut)	12 V
ϕ_{ae} (bas)	1 V

Tableau II.7 – Réglages des tensions de référence et des phases.

Dynamique étage de sortie	1.8V
Capacité de sortie C_s/G	0.6 pF
Dynamique en charge	$6.75 \cdot 10^6 e^-$
Dynamique en charge @ $V_{cint} = 2V$	$5.25 \cdot 10^6 e^-$
Bruit de lecture (@410Hz)	$170 \mu V rms (600 e^- rms)$

Tableau II.8 – Caractéristiques de l'IRCCD.

II.3.3.1 Linéarité en temps d'intégration

La figure II.34-a donne la courbe de réponse $V_s(t_i)$ obtenue sur un pixel "représentatif" de la mosaïque, pour des niveaux d'éclairéments différents. On distingue nettement sur les courbes (qui correspondent à des courants I_{ds} différents compris entre 0.12 et 2.7 pA):

- un effet d'ébasage, qui correspond à une perte en charge de 225000 électrons. Il s'agit d'un ébasage en charge.
- la non-linéarité qui marque la dynamique du dispositif avec les réglages choisis¹ et qui correspond à 1.4V soit $5.25 \cdot 10^6$ charges.

La figure II.34-b vient compléter la figure précédente, pour des courants plus faibles et souligne le fait que l'ébasage en charge dépend du pixel considéré (et est indépendant du courant pixel).

Une remarque sur l'effet d'ébasage

L'effet d'ébasage dépend du niveau haut de la phase trame. La figure II.35 donne la courbe de réponse $V_s(t_i)$ d'un échantillon de 128 diodes pour deux réglages du niveau haut de la phase trame.

On observe une nette diminution de cet effet d'ébasage lorsque le niveau haut de la phase trame diminue. L'interprétation proposée par Caes (1992) qui consiste à attribuer cet effet à une déformation

1. à partir de celle ci, on passe en mode partition sur l'étage d'entrée.

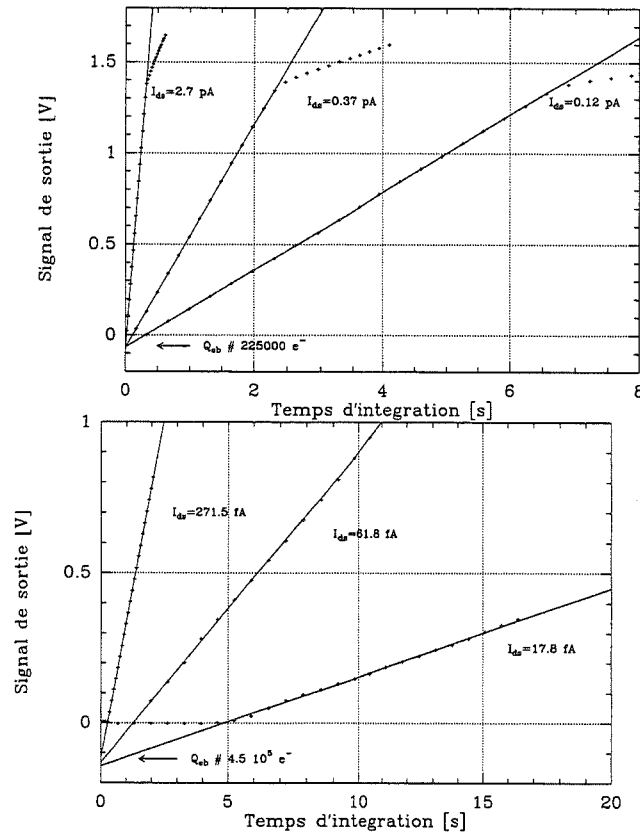


Figure II.34 – Linéarité en temps d'intégration a- (en haut) linéarité sur la dynamique du dispositif, b- (en bas) effet d'ébasage.

du potentiel de surface à la limite de deux grilles paraît donc tout à fait plausible (figure II.36).

On soulignera le fait que cet effet d'ébasage ne disparaît pas si on polarise les diodes au moyen de la grille de stockage.

Pixels bruyants

Certains pixels présentent un excédent de bruit sur leur courbe de réponse $V_s(t_i)$. Un exemple est donné figure II.37. On a donné ici un exemple de bruit haute fréquence et de bruit basse fréquence, observé sur 2 pixels différents, pour des niveaux d'

écalirement différents.

Ce bruit est dans la plupart des cas indépendant du courant qui traverse la diode. Il est souvent accompagné d'un courant de fuite important au niveau du pixel.

II.3.3.2 Caractéristiques $V_s(V_G)$

Les caractéristiques $V_s(V_G)$ ont été obtenues pour différentes valeurs du courant I_{ds} pour un échantillon de 2048 diodes, correspondant à différents niveaux d'éclairage. Un exemple est donné figure II.38. On retrouve la forme générale des caractéristiques obtenues sur les diodes seules (section

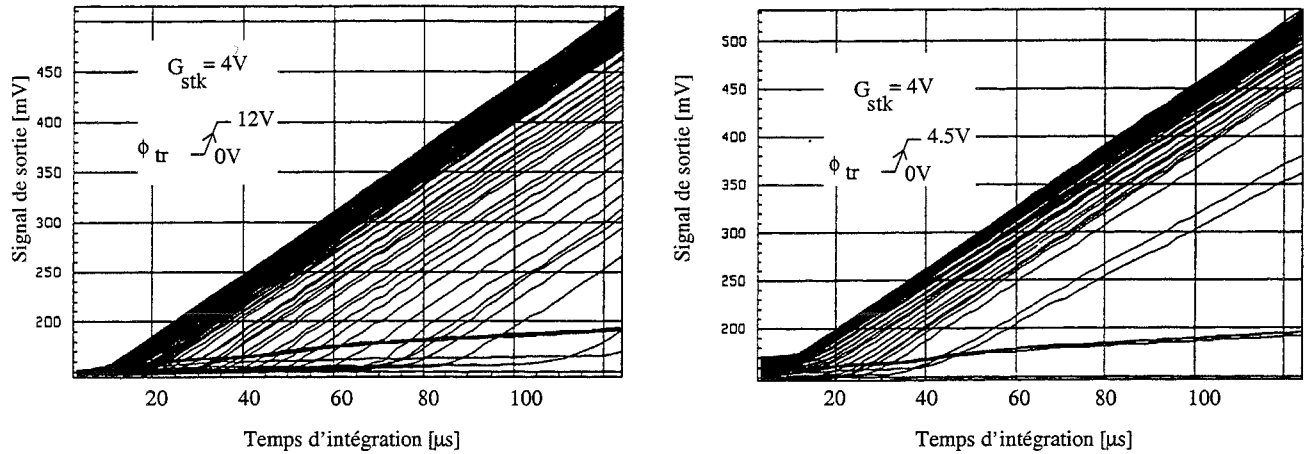


Figure II.35 – Variation de la charge d'ébasage avec le niveau de la phase trame

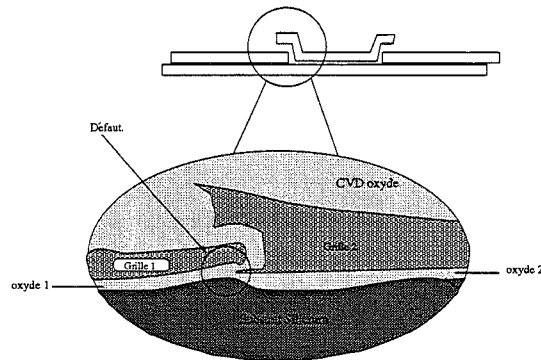


Figure II.36 – Perturbation des potentiels de surface liée au recouvrement des grilles

II.2.1.2). Il est aussi intéressant de noter la présence de diodes qui fuient qui sont par ailleurs bruitées. Ces caractéristiques incluent les dispersions de tension de seuil des transistors d'entrée, qui ont été évaluées à 10 mV *rms* pour ce type de composant.

On peut montrer que la résistance mesurée à partir de ces caractéristiques est de la forme:

$$R_{mes.} = (1 + \alpha)R_{dyn} + \frac{1}{g_m}$$

où R_{dyn} est la résistance dynamique de la diode et g_m est la transconductance du transistor d'entrée (on suppose ici la résistance R_{ds} infinie). Le terme $(1 + \alpha)$ tient compte de l'effet substrat, c'est-à-dire du déplacement du point de polarisation de la diode (V_s) sous l'effet d'un changement de la tension de polarisation de la grille. Ce terme conduit à surestimer R_{dyn} .

Nous avons cherché à évaluer $R_{mes.}$ sur l'échantillon. Il est alors essentiel de disposer d'une bonne résolution: la variation de tension de sortie occasionnée par une variation de la tension sur la grille de polarisation doit être sur-échantillonnée au niveau de la conversion. L'importance de l'échantillon de mesure permet de s'affranchir du bruit de diode.

La figure II.39 donne la caractéristique $R_{mes.}(V_G)$ moyenne obtenue à partir des caractéristiques précédentes. La barre d'erreur correspond à 1σ . Elle est susceptible de diverger par valeur supérieure

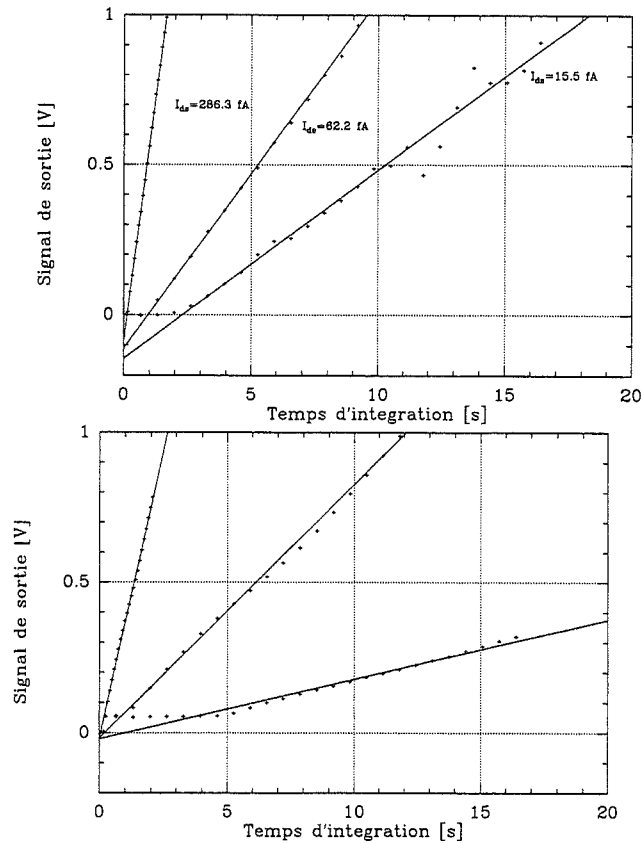


Figure II.37 – Linéarité en temps d'intégration pour des pixels bruyants. a- (en haut) cas d'un bruit haute fréquence, b- (en bas) cas d'un bruit basse fréquence.

si la valeur $\Delta V_G/\Delta V_s$ passe au dessus de 0 à moins de 1σ . Cela ne signifie d'ailleurs pas que la mesure ne soit pas "résolue".

Par suite, la courbe $R_{mes}^-(\bar{I}_{ds})$ a été tracée sur la figure II.40. Le courant \bar{I}_{ds} donné sur la courbe correspond à un courant moyen évalué sur les 2048 diodes. Le courant de chaque diode a été déterminé par ajustement linéaire d'une courbe de réponse $V_s(t_i)$. Un effet de saturation est clairement visible sur cette courbe. Il est possible d'interpréter cette courbe de la manière suivante:

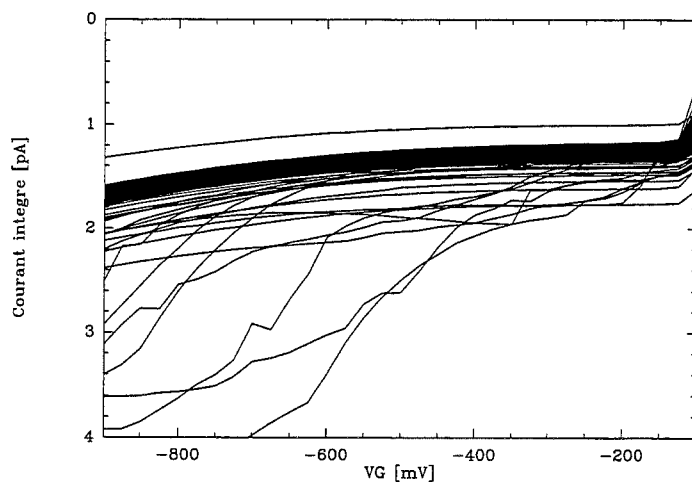
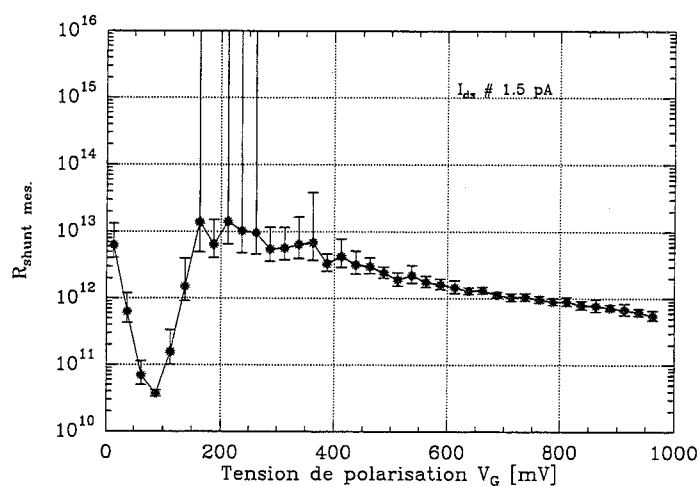
- Pour $I_{ds} \gtrsim 0.7 \text{ pA}$, c'est le terme $(1 + \alpha)R_{dyn}^-$ qui domine dans l'expression de R_{mes}^- . En tenant compte du fait que le terme $(1 + \alpha)$ est de l'ordre de 1.3 (Rapport Interne LIR), on trouve:

$$R_{dyn}^- \simeq 10^{13} \Omega$$

- Pour $I_{ds} \lesssim 0.7 \text{ pA}$, c'est le terme $1/g_m^-$ qui domine dans l'expression de R_{mes}^- . On s'attend en effet à ce que g_m^- diminue avec le courant \bar{I}_{ds} . On remarque en outre que la transconductance g_m^- ne suit pas la loi théorique $g_m^- \simeq q\bar{I}_{ds}/kT$.

Le rendement d'injection moyen s'écrit:

$$\eta = \frac{R_{dyn}^-}{R_{mes}^-(1 + \alpha)}$$

Figure II.38 - Caractéristique $I_{ds}(V_G)$ Figure II.39 - Caractéristique $R_{mes}(V_G)$

Il est donc possible de déduire de la courbe $R_{mes}(\bar{I}_{ds})$ la courbe $\bar{\eta}(\bar{I}_{ds})$. Cette courbe est donnée sur la figure II.41.

On observe une chute du rendement d'injection à partir de 0.7 pA . Il vaut environ 0.1 à 100 fA . Nous verrons au paragraphe suivant que la baisse de rendement d'injection donne lieu à une non linéarité sur la courbe de $\bar{I}_{ds}(I_\phi)$.

En dessous de 0.7 pA on peut écrire:

$$1/\eta = 7.10^{-13}/\bar{I}_{ds}$$

Compte tenu du fait que:

$$d\bar{I}_\phi = \frac{1}{\eta} d\bar{I}_{ds}$$

où I_ϕ est le courant équivalent au flux de photons. On a:

$$\int_1^2 d\bar{I}_\phi = 7.10^{-13} \int_1^2 \frac{d\bar{I}_{ds}}{\bar{I}_{ds}}$$

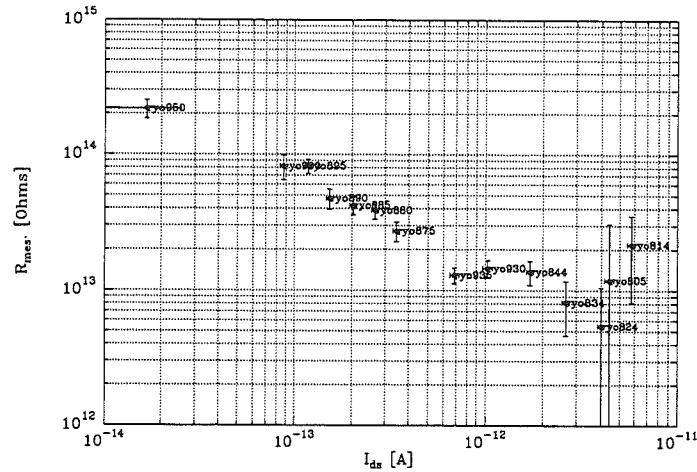


Figure II.40 - Tracé de la courbe $R_{mes}(I_{ds})$

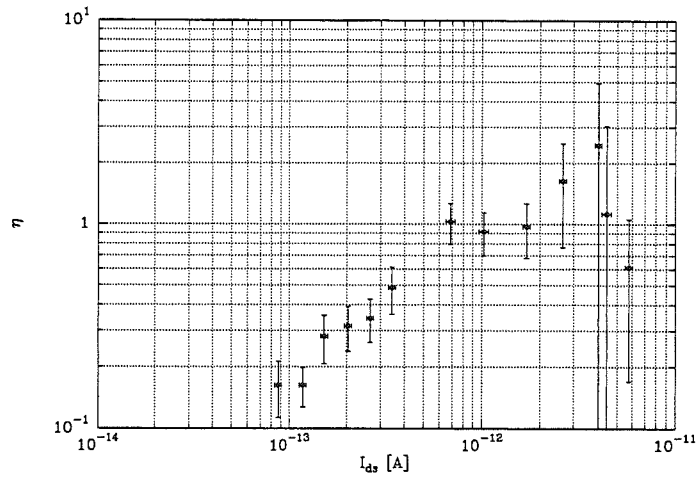


Figure II.41 - Tracé de la courbe $\eta(I_{ds})$

soit, par intégration:

$$I_{\phi}(I_{ds,1}^-) = I_{\phi}(I_{ds,2}^-) + 7 \cdot 10^{-13} (\log(I_{ds,1}^-) - \log(I_{ds,2}^-))$$

Cette dernière expression permet de déduire une estimation du rendement quantique. A l'obscurité, c'est-à-dire à $I_{\phi} = 0$, le courant I_{ds}^- est de l'ordre du fA. Pour un courant $I_{ds}^- = 0.7 \text{ pA}$ (raccordement à rendement d'injection unité), on trouve $I_{\phi} \simeq 4.5 \text{ pA}$, ce qui correspond à un rendement quantique de l'ordre de 15%.

II.3.3.3 Linéarité en flux: mesure absolue

La courbe de linéarité en flux est représentée sur la figure II.42. Le courant I_{ds}^- donné sur la courbe correspond à un courant moyen évalué sur 2048 diodes du dispositif. Le courant de chaque diode a été déterminé par ajustement linéaire d'une courbe de réponse $V_s(t_i)$. Les barres d'erreur en courant correspondent à la dispersion en courant de l'échantillon. Le flux de photons a été évalué par un étalonnage approprié de la sonde de température à partir des résultats obtenus sur le rendement quantique au paragraphe précédent. Ce flux a été calculé en tenant compte de la surface sensible de la

diode. L'erreur sur le flux de photons correspond à une erreur sur la température (environ 2 degrés), plus qu'à une erreur de régulation du doigt froid qui fait office de corps noir.

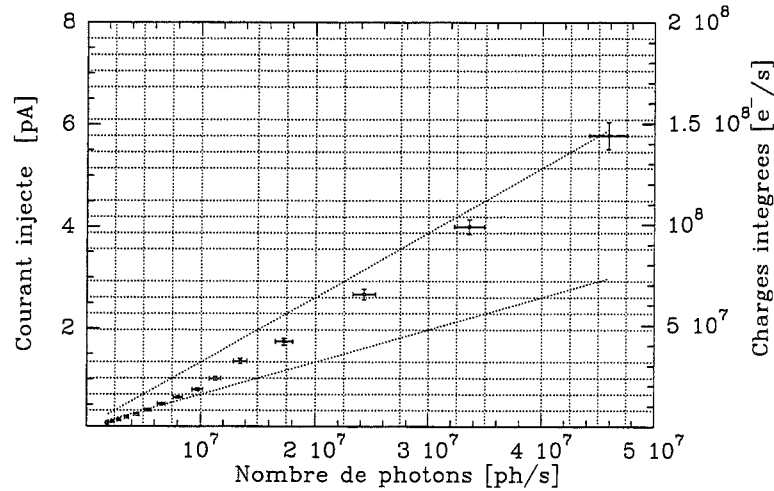


Figure II.42 – Linéarité en flux. On a reporté sur cette courbe les droites de pente 0.2 et 0.1.

On constate une non linéarité à faibles courants (typiquement au dessous d'un courant drain source de 10^{-12} pA). Cette non linéarité correspond à la chute du rendement d'injection précédemment mise en évidence. La pente locale reste cependant supérieure à l'estimation de rendement d'injection précédente pour $I_{ds} \simeq 100$ fA. Cela est sans doute attribuable à la difficulté d'obtenir une calibration en flux *absolute* et à la difficulté d'associer à ces calibrations des barres d'erreur "raisonnables".

II.3.3.4 Linéarité en flux: mesure relative

Afin d'estimer les non-linéarités en flux pixels à pixels avec une bonne précision, on a tracé les courbes $I_{ds}(i, j) = f(\bar{I}_{ds})$ où $I_{ds}(i, j)$ est le courant drain-source du pixel (i, j) et \bar{I}_{ds} est le courant moyen sur un grand nombre de pixels (correspondant à un flux de photons donné). Un exemple d'un tel tracé est donné figure II.43. Sur cette figure les courbes $I_{ds}(i, j) = f(\bar{I}_{ds})$ ont été tracées pour une demi douzaine de pixels. L'ajustement linéaire correspond à un ajustement effectué avec rejection (les points de mesure situés à plus d'un σ d'une première estimation d'un ajustement linéaire ont été rejetés). Dans le cas d'un écart à la linéarité, on peut constater que ce dernier se produit pour des courants I_{ds} inférieurs à $\simeq 100$ fA (et met en évidence la présence d'une résistance de fuite).

Afin d'évaluer les non-linéarités sur l'échantillon considéré (2048 pixels), un ajustement linéaire a été effectué sur l'ensemble de la dynamique de la courbe de la figure II.43, I_{ds} compris entre $\simeq 10$ fA et $\simeq 1$ pA, et comparé à un ajustement linéaire au bas de la dynamique de cette courbe ($I_{ds} < 0.1$ pA). Ces ajustements donnent la réponse pixel à pixel pour deux domaines différents de la dynamique (en dessous du picoampère).

Les cartographies de réponse pixels à pixels sont données sur la figure II.44. La dynamique en niveaux de gris correspond à la gamme 0.85-1.15 (soit environ 3σ). Il y a une différence de dispersions évidente entre la cartographie de réponse effectuée à faible dynamique (< 0.1 pA), à droite, et la cartographie effectuée sur toute la dynamique (avec réjection). La dispersion évaluée sur la première correspond à 5.3% et à 4.5% sur la seconde (avec réjection à $\pm 3\sigma$).

Cette méthode permet d'estimer les non-linéarités, à partir du rapport entre les deux cartographies précédentes. La cartographie résultante est donnée sur la figure II.44 (à droite). L'erreur sur

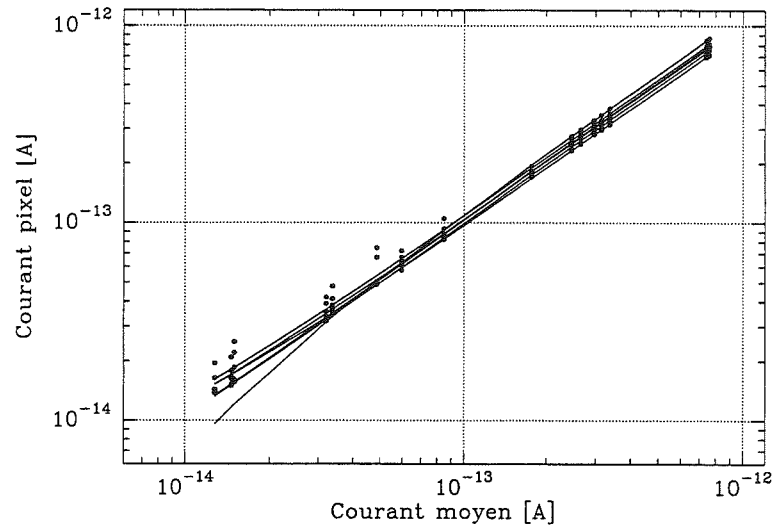


Figure II.43 – Linéarité en flux pixels à pixels.

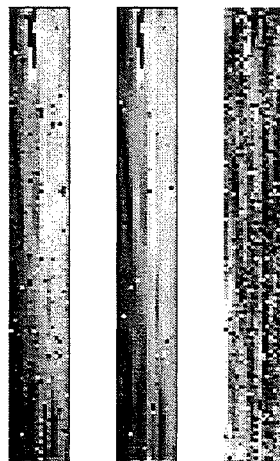


Figure II.44 – Cartographies de réponse pixels à pixels. A droite, cartographie de réponse effectuée à faible dynamique ($< 0.1\text{pA}$), au milieu, cartographie de réponse effectuée sur toute la dynamique entre 10 fA et 1 pA (avec réjection). Les niveaux de gris sont compris entre 0.85 (noir) et 1.15 (blanc). A droite: rapport des deux cartographies précédentes. Les niveaux de gris sont compris entre 0.95 et 1.05

l'estimation des non-linéarités est de l'ordre du pourcent. On trouve ici des non-linéarités pixels à pixels de l'ordre de 2-3% (réjection à 10σ). On constate aussi que la réponse évaluée sur toute la dynamique est en moyenne supérieure à la réponse évaluée au bas de la dynamique ($< 0.1\text{pA}$), ce qui confirme une baisse de rendement d'injection dans ce domaine. Cette non-linéarité peut être due soit aux dispersions de résistance dynamique des diodes (résistances de fuite), soit aux dispersions de transconductance des transistors d'entrée. C'est la première possibilité qui paraît la plus plausible au vu des dispersions des courants continus à faible niveau (voir paragraphe suivant).

II.3.3.5 Cartographies de champs plats

Les cartographies de champs plats sont données sur la figure II.45, pour des niveaux de courant I_{ds} différents, correspondant à des niveaux d'éclairement différents.

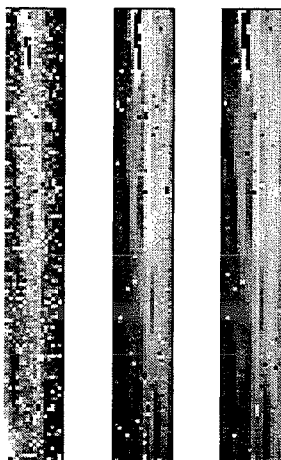


Figure II.45 – Cartographies de réponse continue à différents niveaux de courant I_{ds} , de gauche à droite: $I_{ds}=18$ fA, 350 fA, 4.5 pA.

On remarque une plus forte dispersion à faible courant drain source de l'étage d'entrée. Cette dispersion s'interprète comme une dispersion sur les courants de fuite de l'étage d'entrée¹. Ces dispersions sont en effet représentatives d'un offset en signal. Les mesures effectuées à l'obscurité éclaircissent ce point (voir paragraphe suivant).

II.3.3.6 Dispersions des courants à l'obscurité

La figure II.46 donne une cartographie et un histogramme du courant délivré par chaque pixel à l'obscurité (c'est-à-dire volet froid fermé) et pour une température du plan focal de 77K. Rappelons que la valeur du courant a été obtenue en effectuant une régression linéaire sur une courbe du type $V_s(t_i)$ sur un nombre de points suffisants pour obtenir une bonne précision, mais surtout pour s'affranchir d'éventuels problèmes d'ébasage ou de non-linéarité, essentiellement à l'origine. La valeur de ces courants est très fortement dispersée sur l'étendue de la mosaïque. Ces dispersions sont isolées avec une tendance à des regroupements de l'ordre de 5 à 10 pixels. Sur l'histogramme de la figure II.46, cela se traduit par une queue très étendue, jusqu'à des courants supérieurs à 100 fA, alors que la valeur moyenne de la distribution est de 2.3 fA. On peut alors se poser la question suivante: existe-t-il une base à cette distribution?

L'histogramme de la figure II.47, qui représente la partie basse de la distribution en courant souligne la présence d'un "fond" en courant sur lequel sont superposées les fortes dispersions mises précédemment en évidence. L'image médiane de l'image précédente (figure II.47) montre l'allure de ce "fond". Il est intéressant de remarquer que cette cartographie montre qualitativement des similitudes avec la cartographie de réponse de la mosaïque. La moyenne de ce "fond" est d'environ 0.63 fA, pour une dispersion d'environ 3.5%. On notera en outre que les pixels qui ne répondent pas (c'est-à-dire les pixels "morts"), facilement identifiables, sont peu nombreux.

Le tableau II.9 résume les résultats obtenus.

1. Il s'agit d'un effet de contraste à faible éclairement

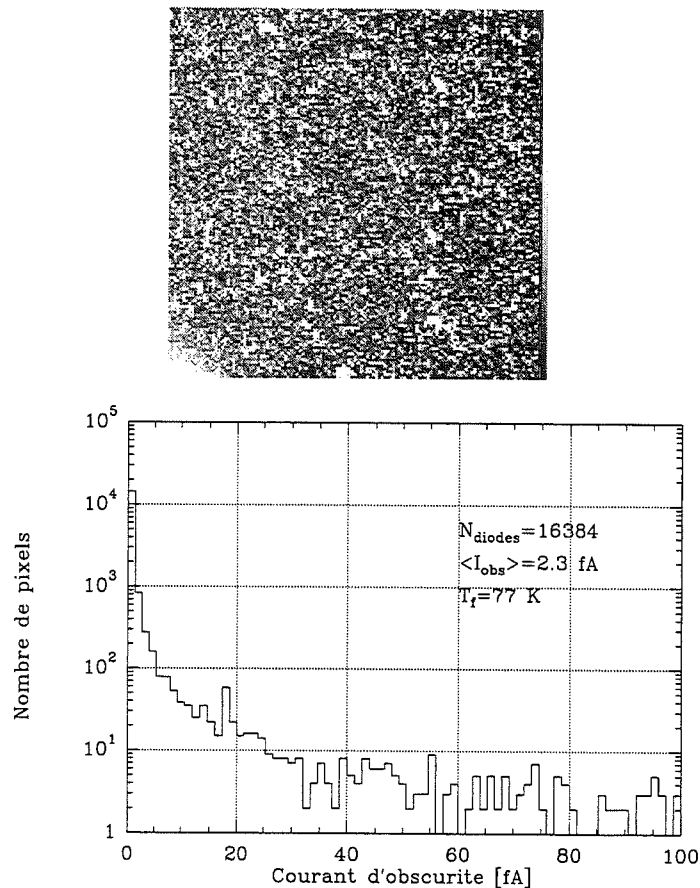


Figure II.46 – Courant d'obscurité vu en sortie du dispositif. Influence des courants de fuite. On notera sur la cartographie que les courants de fuite sont répartis sur l'ensemble de la matrice, tout en exhibant une tendance au regroupement.

Nombre de pixels dans la distribution (limite supérieure en courant)	courant moyen	sigma rms
16384 (<150 fA)	2.3 fA	9.0 fA
14877 (<2 fA)	0.75 fA	0.25 fA

Tableau II.9 – Statistiques sur le courant d'obscurité

II.3.3.7 Conclusion

Nous avons mis en évidence de fortes dispersions dans les cartographies de champs plats et de réponse pixels à pixels, pour de faibles niveaux d'éclairement. Nous verrons plus en détail au chapitre 3 l'implication de ces dispersions pour l'observation astronomique. Mais on peut déjà mentionner que dans le cas des applications faibles flux de photons, ces dispersions sont un facteur fortement limitatif sur les points suivants:

- la dynamique en signal (c'est-à-dire avant saturation). Ce qui s'exprime par le fait que les pixels qui ont un fort courant de fuite vont saturer beaucoup plus vite que les autres: à l'obscurité par exemple, 10% des pixels vont saturer au moins 3 fois plus vite que ceux qui constituent

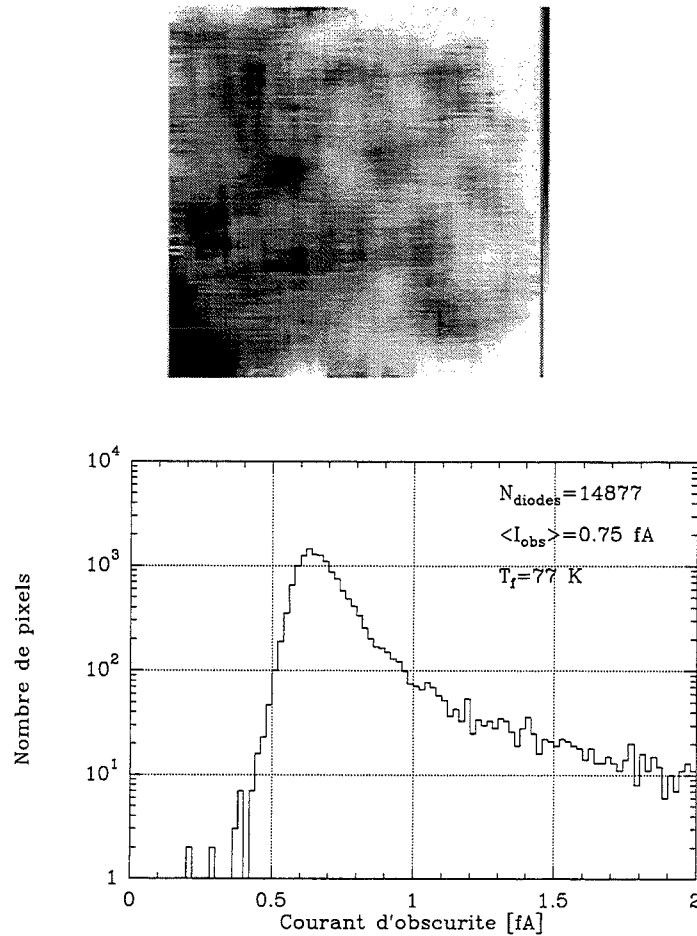


Figure II.47 – Cartographie des courants d’obscurité vus en sortie du dispositif. a- vu au travers d’un filtre médian. b-histogramme de la base de la distribution.

la distribution de “fond”. Autrement dit, si on choisit de limiter le temps d’intégration des premiers, on a une perte de dynamique de 10 dB pour les derniers.

- la détection, en particulier parce que les pixels qui présentent un excès de courant d’obscurité sont fortement bruités (bruit en $1/f$)
- les problèmes de non linéarité et de rendement d’injection.

L’origine de ces dispersions est *a priori* due au courant de fuite au niveau des détecteurs c’est-à-dire au second terme dans l’équation:

$$I_d = I_{sat} \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) + \frac{V}{R_{sh}}$$

alors que le premier terme constitue le “fond” de la distribution en courant. Notons que ce second terme inclut maintenant les éventuelles fuites au niveau des connexions électriques entre le circuit de détection et le circuit de lecture.

II.3.3.8 Courant d'obscurité en fonction de la température

La mesure du courant d'obscurité en fonction de la température du plan focal permet d'étendre la discussion précédente. C'est aussi une donnée importante pour l'aspect système de cette étude. Les mesures ont été effectuées au moyen d'un cryostat basse température convenablement bafflé pour éviter les fuites de photons à travers la structure. La mesure du courant d'obscurité en fonction de la température est donnée sur la figure II.48.

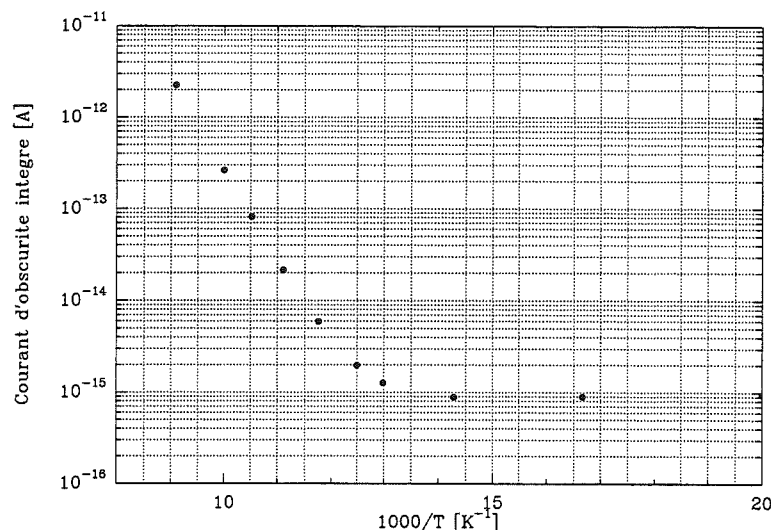


Figure II.48 – Courant d'obscurité en fonction de la température.

Le courant d'obscurité a été évalué par ajustement linéaire de courbe de réponse $V_s(t_i)$ pour s'affranchir des effets d'ébasage. On remarque une saturation du courant d'obscurité en dessous de 77K. Au delà de cette limite, le comportement du courant d'obscurité en fonction de la température semble être celui d'un courant de diffusion (Caes 1992).

L'origine de la saturation est mal connue. Cependant, d'après ce qui a été dit précédemment, on peut l'attribuer à la présence de courant de fuite au niveau de l'étage d'entrée.

De même que précédemment, les caractéristiques $V_s(V_G)$ ont été extraites à l'obscurité pour différentes températures du plan focal (voir figure II.49).

On a déduit de ces caractéristiques la résistance R_{mes} en fonction de la température. De même, on a pu tracer la courbe $R_{mes}(I_{ds,obs})$ (voir figure II.50).

On observe la même saturation sur la valeur de R_{mes} pour des températures du plan focal inférieures à 77K que celles observées pour le courant d'obscurité. La saturation de R_{mes} est directement liée à une saturation de la transconductance elle-même (qui est proportionnelle au courant).

II.3.3.9 Efficacité de transfert

Les applications faibles flux constituent un cas atypique pour le fonctionnement du dispositif à transfert de charge. L'effet d'ébasage qui a été mis en évidence dans les paragraphes précédents constitue un premier "indice" sur le genre de problème qui peut se poser dans le cadre d'une utilisation d'un dispositif à transfert de charge dans une application faible flux.

Caes (1992) a décrit la caractérisation électrique des multiplexeurs. Cette caractérisation correspond

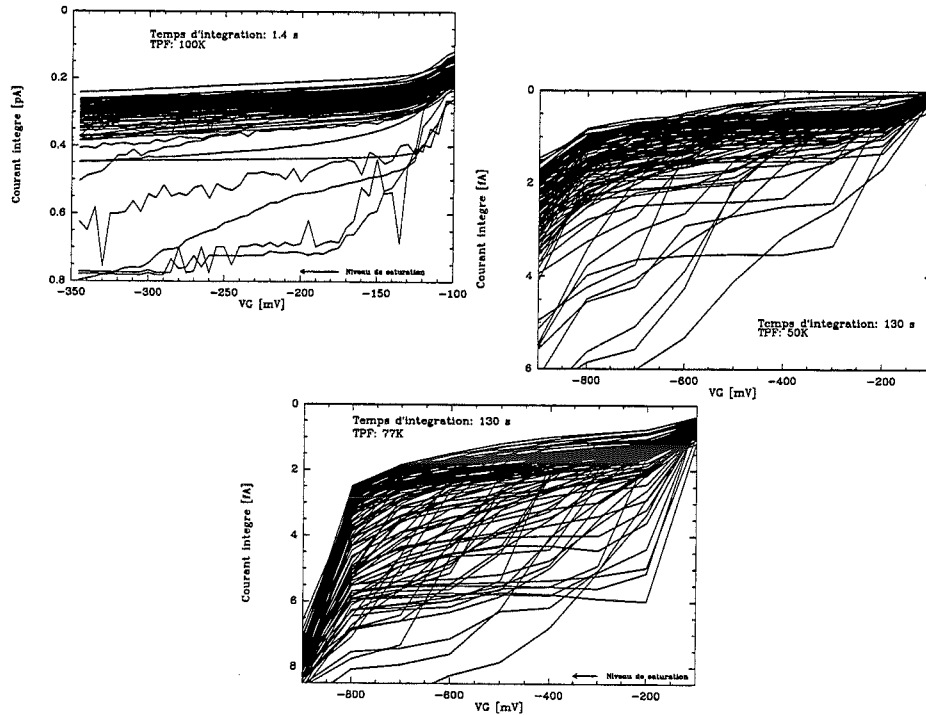


Figure II.49 – Caractéristiques $V_s(V_G)$ à l'obscurité, pour différentes températures du plan focal.

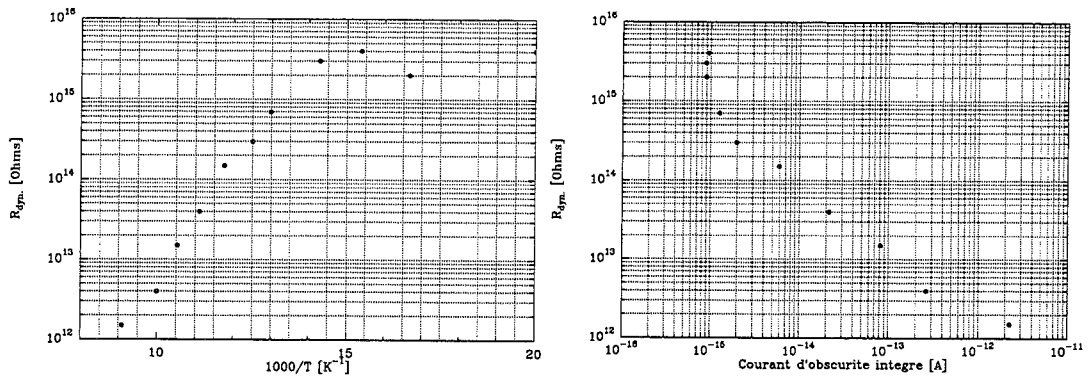


Figure II.50 – Caractéristiques $R_{mes}(T)$ à l'obscurité, et $R_{mes}(I_{ds,obs})$

plus à un fonctionnement fort flux.

Dans ce paragraphe, nous allons quantifier l'efficacité de transfert dans le cadre d'applications faibles flux. Ces applications se caractérisent par un faible fond de charge. La forte dispersion observée sur les courants d'obscurité, qui donne lieu à une forte dispersion en signal, permet une approche "en bloc" des problèmes de transfert sur l'étendue de la mosaïque. La figure II.51 donne les cartographies en signal obtenues après respectivement 1s (à gauche) et 30s (à droite) de temps d'intégration à l'obscurité. Seuls les pixels qui possèdent des courants de fuite importants donnent un signal continu (les autres pixels sont soumis à un effet d'ébasage). On peut alors caractériser les pertes par transfert selon les deux directions de la mosaïque, c'est à dire sur les registres parallèles d'une part et sur les registres séries d'autre part.

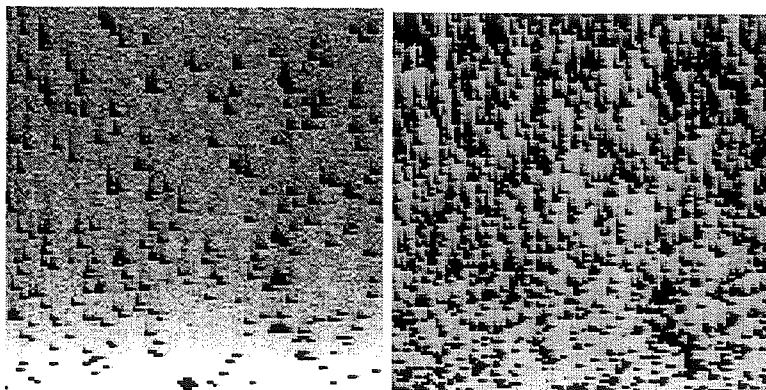


Figure II.51 – Mises en évidence de l'efficacité de transfert sur l'étendue de la mosaïque

L'efficacité de transfert a été évaluée sur les registres parallèles et série. Pour cela la somme des charges laissées en arrière N_{sp} est comparée à la charge transférée (isolée) n_s , à nombre de transferts variable. Le résultat obtenu est donné sur les figures II.52 et II.53.

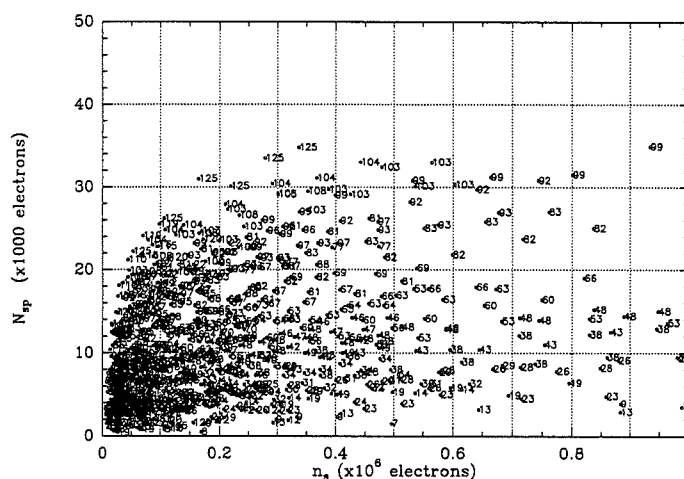


Figure II.52 – Registres parallèles: perte en charge en fonction de la charge transportée. Statistique sur toute la matrice.

Les nombres indiqués sur les courbes correspondent aux nombres de transfert. On a fait varier n_s en faisant varier le temps d'intégration.

On constate une forte perte en charge, essentiellement en pertes fixes. Suivant le cas, registre à transfert en surface (registre parallèle) ou en volume (registre série), l'allure des courbes est très différente. En particulier le registre série présente d'importantes pertes fixes.

Il ressort de ces résultats qu'un dispositif à transfert de charge est peu adapté à des applications faibles flux. Pour ces applications, il est nécessaire d'injecter un fond de charges dans les registres (par exemple électriquement). Cette injection de charge introduit un excédent de bruit, et abaisse les performances du dispositif.

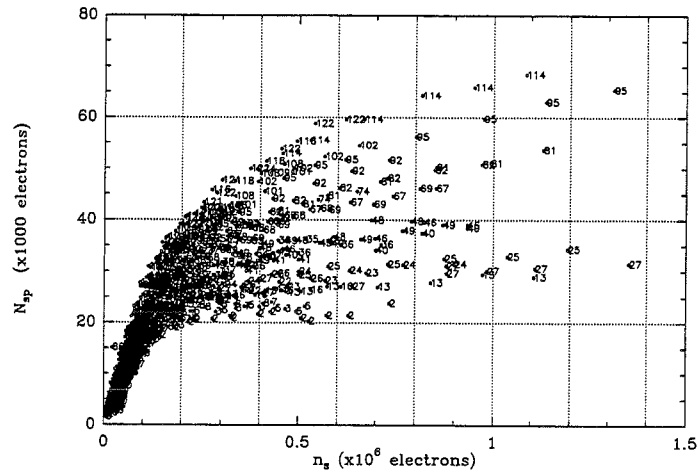


Figure II.53 – Registres séries: perte en charge en fonction de la charge transportée. Statistique sur toute la matrice

II.4 Définition de la caméra

Le but de cette section est de justifier les choix de dimensionnement de la caméra COMIC à partir des résultats obtenus lors de la caractérisation effectuée sur le dispositif (notamment sur les détecteurs).

En particulier les points importants sont les suivants:

- Les conditions de fonctionnement de l'étage d'entrée au vu des échelles focales choisies. Ce point a d'ailleurs sous-tendu les mesures de caractérisation exposées précédemment. On rappellera qu'une estimation des flux de fond attendus sur la caméra COMIC a été donnée au paragraphe II.1.4. Cette estimation a justifié un réglage approprié du dispositif IRCCD en vue d'un fonctionnement optimisé en ambiance faible flux de photon. Les mesures de caractérisation effectuées avec ces réglages ont ensuite permis de donner les limites de fonctionnement des IRCCD dans les applications envisagées.
- La température de fonctionnement du plan focal.
- Le dimensionnement de l'électronique de commande et de lecture du dispositif.

II.4.1 Electronique

Les fonctions principales de l'électronique proche du dispositif sont les suivantes:

- générer les horloges et les tensions de polarisation nécessaires au fonctionnement de l'IRCCD,
- contrôler le temps d'intégration,
- mettre en forme le signal au moyen d'un Double Echantillonneur Corrélé (DEC),
- assurer la conversion du signal analogique en signal numérique

- mettre en forme les données numériques en vue de leur transfert par fibre optique (sérialisation).

L'électronique proche du dispositif a été fixée directement sur le cryostat compte tenu des points suivants:

- Les interfaces électroniques doivent être isolées du banc d'optique adaptative ADONIS.
- Elles doivent être le plus proches possible du cryostat afin de minimiser les problèmes d'influence électromagnétique sur les câbles de connexion.

II.4.1.1 Dimensionnement des différentes fonctions

Horloges et tensions de polarisation

Pour la génération des signaux d'horloge, les possibilités suivantes ont été explorées:

- la mise en mémoire du cycle de phase sur des composants de type EPROM,
- la génération du cycle de phase à partir de circuits logiques de type PLA.

La première solution a été retenue en raison de sa plus grande facilité de mise en oeuvre, vu la relative simplicité du cycle utilisé et les faibles cadences de fonctionnement du dispositif. Des EPROMs ultra-rapides de capacité 1Mbit/8 bits en sortie, de temps d'accès 80 ns, sont très bien adaptées dans ce cas de figure.

Les signaux d'horloges ainsi générés doivent être mis en forme: translation des horloges des niveaux TTL (0-5 V) aux niveaux CMOS (0-15V) et optimisation des temps de recoupement des fronts de montée et des fronts de descente (afin d'éviter toute dégradation de l'efficacité de transfert de charge).

Mise en forme du signal de sortie

Les fonctions suivantes participent à la mise en forme du signal de sortie:

- un amplificateur suiveur en sortie du dispositif (isolation de la cible),
- un échantillonneur-bloqueur couplé à un amplificateur différentiel qui réalise la fonction de DEC,
- un filtre passe-bas,
- un étage amplificateur avec réglage d'offset et de gain destiné à ajuster la dynamique de sortie du dispositif à la dynamique d'entrée du module de conversion analogique-numérique.

Conversion analogique-numérique

Le choix du convertisseur analogique-numérique (CAN) dépend de la résolution désirée et de la cadence de lecture du dispositif. Compte tenu de la dynamique du dispositif ($\simeq 80$ db), il est nécessaire d'utiliser un convertisseur 16 bits. Il est d'ailleurs conseillé de coder le bruit de lecture au moins sur 3 bits de manière à s'affranchir des éventuels défauts de non-linéarité du CAN.

Pour notre application, un CAN 16 bits, 500 Khz a été choisi, couplé à un échantillonneur bloqueur. On soulignera le soin à apporter pour l'implantation électronique du CAN afin de ne pas dégrader ses performances.

Unité centrale

L'unité centrale doit assurer le lien avec les modules électroniques externes tel que le FIC (Focal Instrument Controller). Sa fonction principale est de programmer le temps d'intégration du dispositif. Elle permet de plus de vérifier à tout moment son état de polarisation.

II.4.1.2 Architecture générale

L'électronique proche comprend 6 cartes qui réalisent les diverses fonctions citées précédemment:

- l'interface d'alimentation
- l'unité centrale
- la carte phase
- la carte tensions de polarisation et DEC
- la carte de Conversion analogique-digitale
- la carte de sérialisation

Cette électronique a été conçue pour être aisément évolutive. Feautrier *et al.* (1995) en donnent une présentation détaillée.

II.4.2 Température de fonctionnement

Le dispositif IRCCD 128X128 a été conçu pour fonctionner à une température nominale de 77 K. Ce point implique des choix précis au niveau de la technologie. Un exemple de ce type de choix a été discuté au paragraphe II.2.1.4, concernant la surface sensible de la diode photovoltaïque.

Dans le cadre de l'utilisation de ces dispositifs pour des applications astronomiques, on peut cependant être amené à relâcher la "contrainte" de température nominale de fonctionnement. Le relâchement de cette contrainte naît des temps d'intégration utilisés en astronomie, très supérieurs au temps d'intégration nominal ($\simeq 1$ ms, fort flux de photons de fond), qui impliquent que le bruit dû aux charges d'obscurité peut ne plus être négligeable devant le bruit de lecture, sachant que la contribution du bruit de photons sur le fond est négligeable (c'est le cas ici pour les bandes passantes photométriques J, H et K).

- Il s'agit alors de se ramener à un régime limité par le bruit de lecture, dans lequel le rapport signal à bruit varie en t_i (contrairement au cas où on est limité par le bruit dû aux charges d'obscurité pour lequel le rapport signal à bruit varie en $\sqrt{t_i}$). Cela est possible en abaissant la température du plan focal, ce qui revient à diminuer le courant d'obscurité.
- L'abaissement de la température du plan focal a cependant pour conséquence de diminuer la sensibilité des détecteurs (cela est dû à la diminution de la surface sensible) et donc le rapport signal à bruit.

La figure II.54 montre que dans le cas de la cible COMIC¹, pour des temps d'intégration suffisamment longs, il peut être avantageux d'abaisser la température du plan focal. En particulier, une température de plan focal de 70 K permet d'obtenir un léger gain en rapport signal à bruit par rapport à une température de plan focal de 77 K à partir d'un temps d'intégration de $\simeq 2$ mn. En revanche, en dessous de 70 K, on n'observe plus de gain: la sensibilité des détecteurs diminue alors que le courant

1. On a tenu compte des résultats obtenus précédemment, voir courbes II.18 et II.48

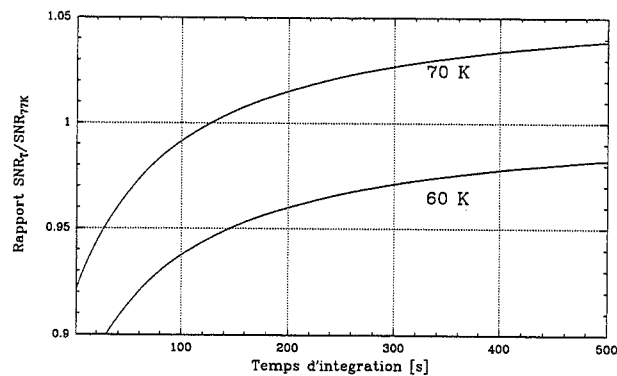


Figure II.54 – Influence de l'abaissement de la température du plan focal sur les performances du dispositif.

d'obscurité, limité par les courants de fuite, ne varie plus.

Il a cependant été estimé que ce gain n'était pas suffisant, compte-tenu des points suivants:

- Les courants de fuite sont fortement limitatifs, en terme de cosmétique, en ambiance faibles flux de photons. Si on restreint le nombre de pixels saturés par les courants de fuite à 5%, le temps de pose maximum est de 3 mn¹.
- Au niveau système, un refroidissement en dessous de 77 K (azote pompée) rend l'instrumentation complexe.
- Une température du plan focal plus basse dégrade sensiblement l'efficacité de transfert (voir Caes (1992)).

La température de plan focal de la cible COMIC a donc été fixée à 77K. Le cryostat utilisé est un cryostat à bain d'azote.

Est-il nécessaire de réguler la température du plan focal? La figure II.48 montre qu'autour de 77 K, le courant d'obscurité varie d'environ 1500 e⁻/s.K. Une variation de la température du plan focal sur une période de l'ordre de la seconde (temps typique qui sépare l'enregistrement du signal "fond+source" de l'enregistrement du signal "fond seul", voir chapitre 3) est susceptible d'introduire un bruit supplémentaire. On peut considérer que des variations de température de plan focal inférieures à 0.2 K ne sont pas pénalisantes en terme de bruit. Cela constitue un ordre de grandeur raisonnable pour un cryostat à bain d'azote sans régulation, sur cette échelle de temps.

II.4.3 L'optique en résumé

La caméra COMIC est destinée à être montée au foyer $f/45$ du banc d'optique adaptative. Le schéma optique d'ensemble de la caméra est donné sur la figure II.55. Tous les composants optiques, excepté la fenêtre d'entrée du cryostat, sont refroidis à 77 K afin de réduire l'émission thermique. Un collimateur, placé derrière la fenêtre d'entrée du cryostat, image la pupille du télescope (située sur le miroir de champ) sur un filtre de Lyot froid de 1.5mm. Ce filtre de Lyot reproduit la pupille du télescope (obstruction centrale et araignée). En particulier, il limite strictement le fond thermique dû

1. Une condition plus drastique sera préférée au chapitre 6, correspondant au nombre de pixels dominés par le bruit sur les courants de fuite (comparé au bruit de lecture), qui ramène le temps d'intégration à 40 s.

Objectif	Echelle focale	Bande passante spectrale	Limite d'échantillonnage Shannon
limité en J	0.036"/pix	1.2-3.0 μm	1.2 μm
limité en L	0.100"/pix	3.0-5.0 μm	3.0 μm

Tableau II.10 – Caractéristiques des objectifs de la caméra COMIC.

à l'instrument sur cette pupille.

Son petit diamètre permet de faire de la spectro-imagerie basse résolution au moyen de filtre CVF ($R \simeq 60$ et $R \simeq 120$ respectivement dans les gammes de longueurs d'onde entre 1.35-2.52 μm et 2.50-4.52 μm). Les roues à filtre sont situées près du plan pupille, et comportent les deux CVF, 7 filtres photométriques standards et 8 filtres étroits ligne/continuum. Le champ est ensuite imagé sur le détecteur, avec deux échelles focales possibles, adaptées respectivement aux gammes de longueur d'onde entre 1 et 2.5 μm et 3 et 5 μm . Ces deux objectifs, de même qu'une PIL ("Pupil Imaging Lens"), sont montés sur une roue. La PIL permet d'aligner la pupille de la caméra avec celle du télescope.

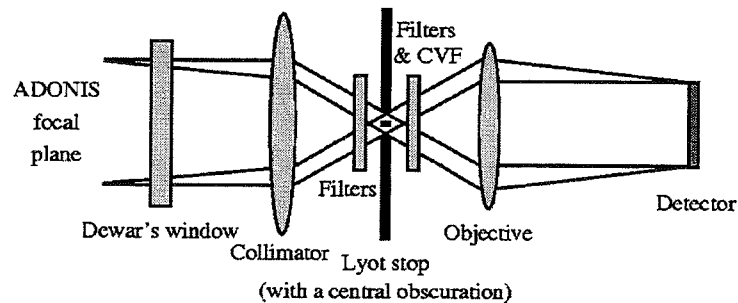


Figure II.55 – Schéma d'ensemble de l'optique de la caméra

Les caractéristiques des objectifs sont donnés dans le tableau II.10.

II.5 Conclusion

Les résultats obtenus lors des mesures de caractérisation effectuées en laboratoire sur le dispositif IRCCD 128X128 HgCdTe 3-5 μm ont constitué la trame de ce chapitre, qui commence par une présentation de la technologie IRCCD, pour finir par une discussion sur le dimensionnement de la caméra COMIC.

L'étape de caractérisation du dispositif a porté sur les points suivants:

- les optimisations de fonctionnement du dispositif dans le cadre de l'application envisagée. Ce travail a consisté en l'ajustement des horloges et des tensions de polarisation qui commandent le dispositif, sur les bases des travaux effectués précédemment (Monin 1987, Caes 1992).
- l'extraction des caractéristiques standards des détecteurs: réponse spectrale, surface sensible, caractéristiques $I(V)$, et du circuit de lecture: dynamique de l'étage de sortie, capacité équivalente de sortie. Les performances du dispositif ont pu être obtenues.
- l'accent a volontairement été mis, dans cet exposé, sur les caractérisations effectuées sous faible flux de photons. L'étude effectuée par Caes (1992) a pu largement être approfondie grâce à

l'utilisation d'un cryostat approprié aux mesures faible flux. En particulier, les limites de l'étage d'entrée ont pu être mises en évidence dans ce domaine.

On retiendra surtout les résultats obtenus lors de la caractérisation faible flux du dispositif. Cette caractérisation a montré que les limites de fonctionnement de l'étage d'entrée étaient atteintes pour un courant lu en sortie (courant drain-source du transistor MOS d'entrée) de l'ordre du picoampère. On a pu ainsi:

- mettre en évidence des effets de non-linéarité en flux pour des courants inférieurs à cette limite,
- expliquer ainsi les fortes dispersions en réponse continue et en réponse alternative existant dans ce domaine,
- obtenir une évaluation du rendement d'injection,

Nous verrons l'implication de ces résultats sur les performances de la caméra dans les chapitres suivants. Il ne reste plus à COMIC qu'à traverser l'Atlantique et la Cordillère pour recevoir sa première lumière...

Chapitre III

COMIC sur le ciel

Chapitre III

COMIC sur le ciel

Sommaire

III.1 Modes de fonctionnement	97
III.2 Tests en laboratoire	99
III.3 Caractéristiques du système en infrarouge thermique	109
III.4 Première nuit scientifique avec la caméra COMIC: illustration d'observation d'étoiles binaires PMS. Performances	115
III.5 Conclusion	115

La caméra COMIC a vu ses premières lumières au mois de novembre 1995, dans le cadre d'observations "techniques" destinées à valider la caméra au sein du système d'Optique Adaptative ADONIS. Les résultats obtenus lors de cette campagne d'observation, qui ont permis de qualifier l'instrument, sont décrits dans ce chapitre.

On trouvera dans la section III.1 une description de la méthodologie d'observation au moyen de la caméra COMIC. Les tests effectués en laboratoire sur la cible intégrée dans le système seront ensuite décrits. On vérifiera notamment que les caractéristiques mesurées sur le dispositif en laboratoire ne sont pas dégradées par l'environnement instrumental. Les caractéristiques de la caméra, en sa qualité d'imageur à la limite de diffraction, devront aussi être mesurées.

La caractéristique du système COMIC+ADONIS qui nous intéresse plus particulièrement (elle correspond à une partie originale de ce travail) est l'émission thermique du fond mesurée sur l'instrument, en conditions opérationnelles. Elle fera l'objet d'une étude approfondie au paragraphe III.3.

La première nuit scientifique a eu lieu au mois de mai 1996. Les résultats scientifiques préliminaires obtenus lors de cette nuit sont exposés en fin de ce chapitre (section III.4). Ces résultats seront placés dans un contexte scientifique au chapitre 7.

III.1 Modes de fonctionnement

Le mode de fonctionnement de la caméra est fondé sur l'acquisition d'une série de poses qui sont groupées en une image à 3 dimensions communément appelée "cube-image". Ce cube contient les champs enregistrés sur la source qui contiennent le signal "fond+source" et les champs enregistrés sur le fond, qui contiennent le signal du "fond seul". L'acquisition d'un grand nombre de poses se justifie par la nécessité d'un bon rapport signal/bruit et par le fait que les poses sont en général courtes en

observation IR.

Le mode d'observation se définit donc en premier lieu par une séquence d'observation du type "01" où 0 représente le signal acquis sur le fond, et 1 le signal acquis sur la source. Un miroir de champ (M6) permet d'acquérir successivement le champ correspondant à la source et le champ correspondant au fond: on parle alors de "chopping".

III.1.1 Champ d'imagerie

Le champ accessible par le miroir de champ (M6) est limité par la dichroïque. Il correspond à un champ d'environ 38" de rayon, centré autour de l'axe optique de l'instrument qui est celui du capteur de front d'onde. La figure III.1 donne une vision schématique du champ d'imagerie accessible et du champ de la caméra. Rappelons que ce dernier est de 6,4" pour l'objectif limité par la diffraction en J, et de 12.8" pour l'objectif limité par la diffraction en L.

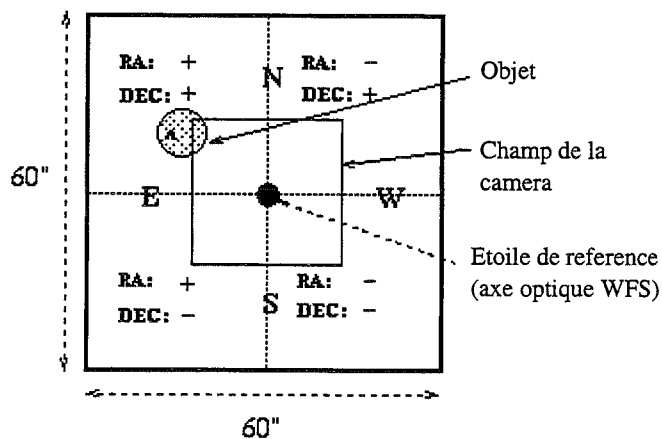


Figure III.1 – Schéma synoptique du champ d'imagerie accessible.

Ce champ possède deux positions privilégiées: le centre du capteur de front d'onde et le centre IR correspondant respectivement à l'étoile de référence et à l'objet scientifique. Ces deux points peuvent être confondus dans le cas où l'objet scientifique sert comme étoile de référence. C'est à l'utilisateur de définir la position de "chopping", c'est-à-dire le champ sur lequel on désire acquérir le fond par rapport au centre IR.

III.1.2 Modes de fonctionnement

Deux modes de chopping sont possibles (figure III.2):

- Le chopping simple qui est défini à partir du centre IR et d'un offset de chopping, et par la séquence choisie (par exemple '01' ou '0110')
- Le chopping triple. Il est défini par le centre IR et un offset de chopping. La séquence est, quant à elle, fixée du type '0101', les deux positions de champ sur le ciel (notée '1') étant symétriques l'une de l'autre par rapport au champ objet (figure III.2).

L'utilisateur doit donc fixer les paramètres suivants:

- les paramètres de la pose: filtre, objectif, temps d'intégration,

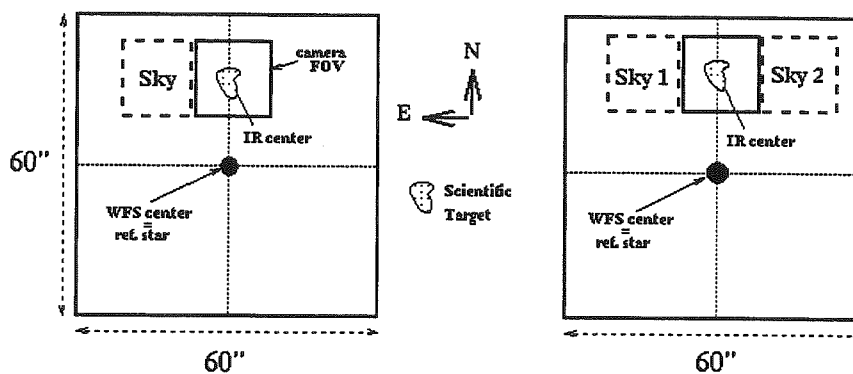


Figure III.2 - Procédures de chopping

- les paramètres de chopping: centre IR et offset de chopping,
- le mode de chopping; dans le cas du chopping simple, la séquence envisagée,
- le nombre d'images par cycle dans la séquence (c'est-à-dire le nombre d'images pour chaque position 0 ou 1),
- le nombre de séquences.

Il est important de remarquer que le fait d'observer en mode chopping constitue une approximation. Cela revient à négliger les non-uniformités spatiales du fond sur le champ d'imagerie accessible. Cette approximation est courante en bandes J, H, et K. Nous verrons au paragraphe III.3.3 qu'elle entraîne un bruit spatial important au-delà de $3\mu\text{m}$. L'optimisation des paramètres d'observation fera l'objet d'une discussion au paragraphe IV.2.

III.2 Tests en laboratoire

Dans cette section, nous allons exposer les tests effectués sur la caméra, en laboratoire, en mettant l'accent sur deux points essentiels:

- la caractérisation du détecteur au sein du système (ici la caméra).
- les performances de la caméra en tant qu'imageur IR destiné à un instrument IR haute résolution.

III.2.1 Détecteur

III.2.1.1 Gain de la chaîne de lecture

Le gain G de la chaîne de lecture permet de relier le signal numérique acquis et le signal détecté, c'est-à-dire le nombre de photocharges créées. Il s'exprime en électron/ADU. Nous montrerons au paragraphe suivant qu'il intervient dans le calcul du bruit de poisson associé au signal, traduit en ADU. C'est donc un paramètre important dans le dépouillement des images astronomiques, pour lequel il intervient dans les calculs de limites de détection ou de variation de signal, et par là même,

dans la plupart des algorithmes de réductions de données (photométrie, déconvolution, ...etc...).

Au niveau de la chaîne de lecture, on retrouve trois étages de conversion:

- la conversion charge tension au niveau de l'étage de sortie du dispositif. La tension V lue en sortie du dispositif est reliée à la quantité Q de photocharges par la relation:

$$V = \frac{Q}{C_{eq}}$$

où C_{eq} est la capacité de lecture de l'étage de sortie du dispositif.

- la conversion tension-tension de l'électronique de lecture, qui, comme nous l'avons vu au paragraphe II.4.1, outre son rôle de mise en forme du signal, adapte la dynamique de sortie du dispositif à la dynamique d'entrée du module de conversion analogique/numérique. Son gain est noté G_{elec} .
- la conversion tension ADU du convertisseur analogique-numérique, qui dépend de sa dynamique d'entrée D_{CAN} (exprimée en Volts) et de son nombre de bits N de conversion.

Finalement, le signal détecté est relié au signal numérique par la relation:

$$\frac{Q_{e-}}{S_{ADU}} = \frac{C}{G} \frac{1}{q} \frac{D_{CAN}}{2^N}$$

où q est la charge de l'électron.

La capacité de sortie du dispositif a été évaluée à 0.52 pF, avec une incertitude de l'ordre du pourcent (Feautrier 1995). Le gain G de l'électronique de lecture a été évalué à 2.72 à 5% près. Les caractéristiques du convertisseur ont été discutées au paragraphe II.4.1.

Le facteur de conversion de la chaîne de lecture vaut donc 91 +/- 5 électrons/ADU.

Il existe une autre méthode pour mesurer le facteur de conversion G directement sur les données. Nous allons voir au paragraphe suivant qu'elle n'est pas directement applicable sur la caméra COMIC.

III.2.1.2 Linéarité

Les problèmes de linéarité du détecteur ont été abordés au paragraphe II.3.3.1. Rappelons ici les résultats obtenus:

- une grande dynamique de linéarité en courant pixel (courbes $I(\phi)$) qui s'étend de quelques centaines de femtoampères à quelques dizaines de nanoampères (soit entre 10^6 électrons/s.pix et $6 \cdot 10^{10}$ électrons/s.pix). La limite basse n'est pas une limite abrupte et dépend des caractéristiques de chaque pixel.
- Une dynamique de linéarité en charge (correspondant aux courbes $V_s(T_i)$ à courant pixel constant) de $5.25 \cdot 10^6$ électrons. Le bas de cette dynamique présente cependant un effet d'ébasage, correspondant à environ $4 \cdot 10^5$ électrons pour un courant pixel de l'ordre de $6 \cdot 10^6$ électrons/s, soit 1pA.

Les réglages effectués sur le dispositif au niveau de l'étage d'entrée n'ont pas permis de trouver une solution efficace aux problèmes de non linéarité à faible courant. Pour le second point, en revanche, l'introduction d'un "zéro gras" apparaît comme une solution possible pour limiter la perte en charge au bas de la dynamique. Il faut d'ailleurs souligner que l'effet d'ébasage en charge ne justifie pas à

lui seul l'introduction d'un "zéro gras": cette dernière est rendue nécessaire par les problèmes liés au transfert soulignés au paragraphe II.3.3.9.

Le but de cette section est de vérifier que l'introduction de ce "zéro gras" permet de rétablir la linéarité en charge au bas de la dynamique de sortie du dispositif.

La méthode qui a été choisie pour introduire un "zéro gras" est purement optique. Elle consiste en un "flashage" de la cible avant chaque pose¹. Un autre choix aurait été d'introduire un fond de charge au moyen de la phase "poubelle" (voir paragraphe II.3.2.2).

La figure III.3 montre la courbe de linéarité $V_s(t_i)$ (soustrait d'offset) avec et sans flash. La mesure a été effectuée en bande M et correspond à un courant pixel de l'ordre de 1 pA, soit $6 \cdot 10^6$ électrons/s.pix. L'effet d'ébasage en absence de flash correspond à une perte d'environ $4 \cdot 10^5$ charges en moyenne sur tout le dispositif (soit ≈ 100 mV en sortie) mais pouvant aller jusqu'à $8 \cdot 10^5$ charges. Le flashage a donc pour but d'injecter cette limite supérieure ($8 \cdot 10^5$ charges) afin de compenser l'effet d'ébasage sur l'étendue de la mosaïque.

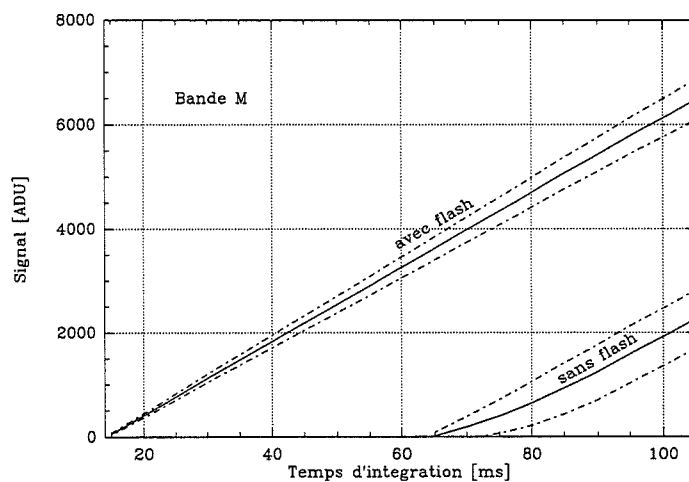


Figure III.3 – Linéarité en temps d'intégration du courant de photons (bande M) après flashage

Une mesure a été effectuée à faible courant, à l'obscurité. A faible temps d'intégration, la réponse $V_s(t_i)$ présente une non-linéarité, qui s'explique par un phénomène de relaxation de l'émission provenant des diodes de flashage. Ce phénomène n'est pas pénalisant au niveau des performances de la caméra puisqu'il participe au signal d'offset pour un temps d'intégration donné (au même titre par exemple, que le fond de ciel).

L'introduction d'un "zéro gras" en début d'intégration va introduire un bruit additionnel qui ne dépend pas, au premier ordre, du temps d'intégration. Ce bruit a donc les mêmes caractéristiques que le bruit de lecture du dispositif. Il sera, au même titre que ce dernier, discuté au paragraphe III.2.1.4.

III.2.1.3 Courant d'obscurité

La mesure du courant d'obscurité a été abordée au paragraphe II.3.3.6. Les résultats qui ont été obtenus sont résumés dans le tableau III.1. Ils traduisent le fait que plus de 10% des pixels possèdent un excès de courant d'obscurité par rapport à la base de la distribution. Cette dernière possède une

1. En pratique, ceci est réalisé par deux diodes photoélectriques placées au niveau du baffle froid et parcourues par une courte impulsion (de l'ordre de $160 \mu\text{s}$) au début de chaque pose. Cette méthode est justifiée en premier lieu par la facilité de sa mise en oeuvre *a posteriori*

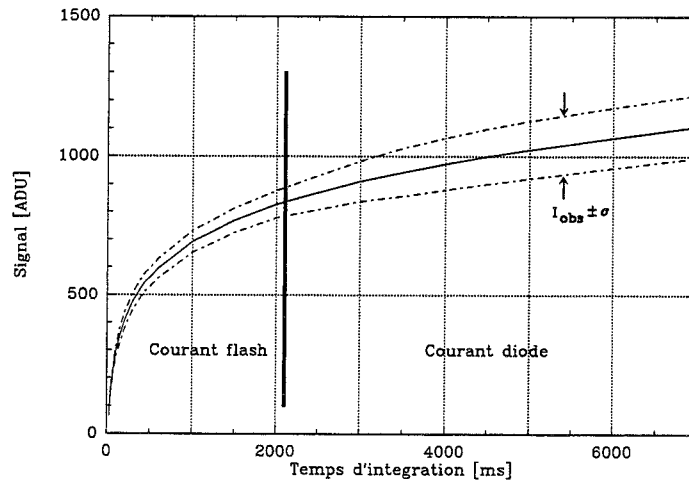


Figure III.4 – Linéarité en temps d'intégration du courant de diode après flashage

valeur moyenne de l'ordre de 4600 e/s (0.75fA). Dans des conditions faibles flux de photons de fond, ce courant donne une limite supérieure en temps d'intégration de l'ordre de la vingtaine de minutes. En fait la forte dispersion impose plutôt une limite de l'ordre de 8mn, correspondant à des courants pixels inférieurs à 12500 e/s (2fA).

Nombre de pixels dans la distribution (limite supérieure en courant)	courant moyen par pixel	sigma rms
16384 ($< 10^6$ e/s)	15000 e/s	56000 e/s
14877 (< 12500 e/s)	4600 e/s	1500 e/s

Tableau III.1 – Statistiques sur le courant pixel d'obscurité.

III.2.1.4 Bruit de lecture

Le bruit de lecture du détecteur au sein de la caméra a été dans un premier temps mesuré en absence du flashage, afin de confirmer l'immunité du dispositif et de son électronique de commande aux éventuelles sources de bruit parasite. En particulier, les mesures ont été effectuées alors que les fonctionnalités de la caméra étaient actives (par exemple, moteur de la roue à filtre "on"). Le bruit de lecture a été évalué temporellement par l'acquisition de poses de 10ms à l'obscurité (il correspond au bruit "à vide") . La figure III.5 donne la cartographie du bruit de lecture et l'histogramme correspondant sur l'ensemble des pixels du détecteur. La valeur moyenne de la distribution est de 630 électrons rms avec un sigma de 16 électrons rms, ce qui correspond à un bruit de $170\mu\text{V}$ rms, en accord avec les résultats donnés au paragraphe II.3.3.9. L'élargissement de la distribution est sans doute dû à un bruit basse fréquence. On peut noter qu'une statistique d'ensemble sur une seule pose mène à un sigma rms de 700 électrons, résultat légèrement supérieur au précédent et qui s'explique par la présence d'un bruit spatial.

L'introduction d'environ $8 \cdot 10^5$ charges au moyen du flashage (paragraphe III.2.1.2) va contribuer à donner naissance à un bruit d'environ 900 électrons rms. La mesure précédente a été répétée en présence du flash. La figure III.6 montre la cartographie et l'histogramme de bruit sur l'ensemble des

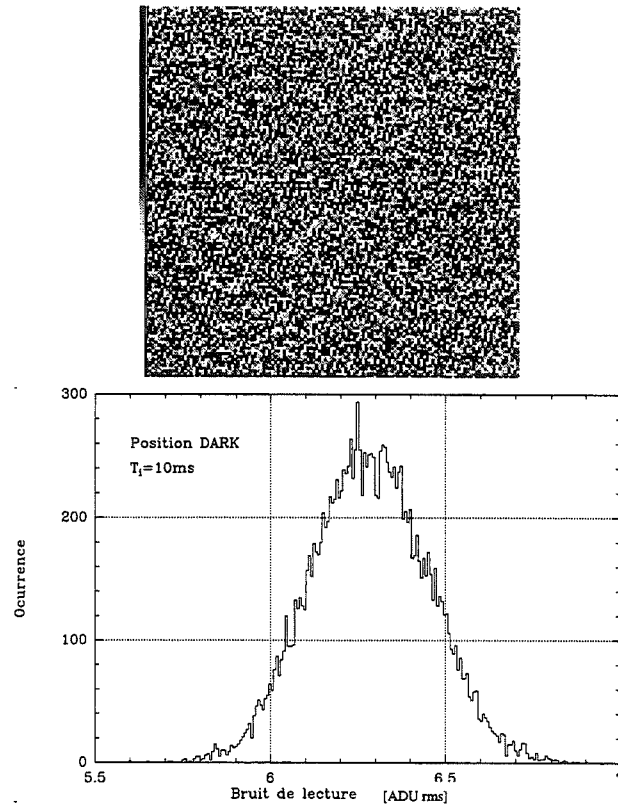


Figure III.5 – Cartographie et histogramme du bruit de lecture

pixels du détecteur. Le signal résultant du processus de flashage est aussi donné à titre indicatif. Le bruit moyen *rms* obtenu est de 1100 électrons avec une dispersion de 125 électrons *rms*. Ce résultat est en accord avec les résultats obtenus précédemment pour le bruit de lecture et avec l'estimation du bruit poissonnien provenant de la quantité de charge injectée lors du flashage. La cartographie en bruit de la figure III.6 souligne les dispersions de réponses qui sont aussi présentes sur la cartographie du signal de flashage. Ce sont ces dispersions qui contribuent à l'élargissement de l'histogramme en bruit.

III.2.1.5 Bruit de signal

Si $S_{ADU}(i, j)$ est le signal (supposé constant) détecté par le pixel (i, j) , on observe au niveau de ce pixel un bruit tel que:

$$\sigma_{rms}^2(i, j) = \frac{S_{ADU}(i, j)}{G} + RON_{ADU}^2 + \sigma_{bf}^2$$

- Le premier terme représente le bruit de Poisson associé au signal (il fait intervenir le facteur de conversion G^{-1}).
- Le second terme représente le bruit de lecture.

1. Le bruit Poissonnien exprimé en électrons est donné par $\sigma_{rms, e^-} = \sqrt{S_{e^-}}$ soit $G\sigma_{rms, ADU} = \sqrt{GS_{ADU}}$ et $\sigma_{rms, ADU} = \sqrt{\frac{S_{ADU}}{G}}$

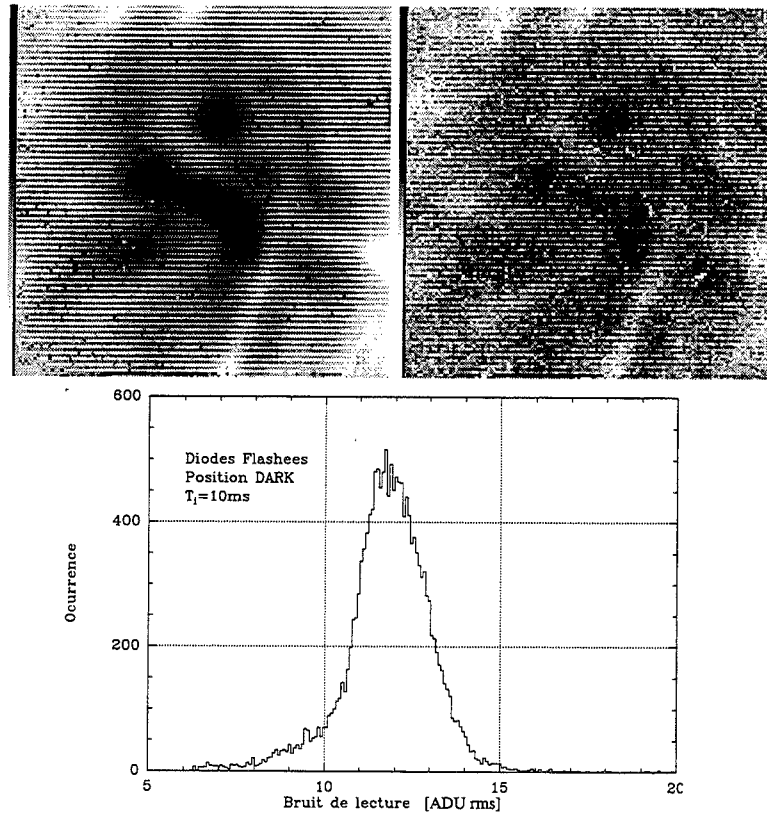


Figure III.6 – Cartographie de signal de flashage (en haut à gauche), de bruit de signal de flashage (en haut à droite), et histogramme de bruit de signal de flashage sur l'ensemble des pixels de la caméra.

- Le troisième terme représente le bruit basse fréquence déjà décrit au paragraphe II.3.3.9. Il inclut le bruit bf des détecteurs, du dispositif à transfert de charge ou de l'étage de reset au niveau de détecteur et toutes les sources de bruit bf au niveau de l'électronique (dérive thermique, EMI...).

La figure III.7 montre la cartographie et l'histogramme de bruit obtenu sur la caméra. Le niveau moyen de bruit de signal est élevé: il correspond à 26 ADU *rms* au lieu des 14 ADU *rms* attendues (bruit de poisson seul). On retrouve cependant sur la cartographie les structures dues aux dispersions de réponses du dispositif. L'histogramme possède une queue très étendue: environ 1000 pixels possèdent un bruit *rms* supérieur à 35 ADU. Ce sont des diodes qui exhibent un bruit en $1/f$ (voir paragraphe II.3.3.9) par rapport au reste de la distribution. Les mêmes diodes possèdent un fort courant d'obscurité (voir paragraphe II.3.3.6). L'élargissement du coeur de la distribution provient de l'erreur d'estimation du bruit.

Le bruit "en signal" (par opposition au bruit à vide ...) a été évalué en laboratoire sur un signal de champ plat. Il est commun de mesurer ce bruit en calculant les variations pixel à pixel (statistique d'ensemble). Cette approche est rendue délicate dans le cas présent par les inhomogénéités de réponse du dispositif qui nécessitent des corrections qui sont elles-mêmes des sources d'erreurs pour une telle calibration. C'est pourquoi on a préféré une approche temporelle qui est décrite comme suit:

- acquisition d'un lot de m images indicées k ,

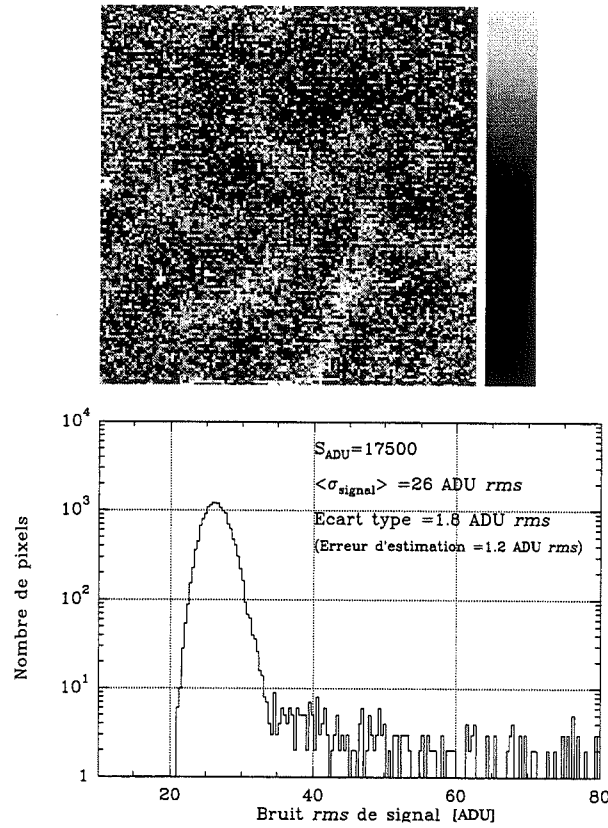


Figure III.7 – Cartographie et histogramme du bruit de signal sur l'ensemble des pixels de la caméra.

- soustraction à chaque pixel (i,j) de l'image k, la valeur moyenne de l'image k pour supprimer les variations de signal éventuelles du fond¹ (les variations spatiales du fond sont supposées négligeables sur le champ²).
- calcul du sigma *rms* de chaque pixel (i,j) sur les m images. L'erreur sur l'estimation est de $1/\sqrt{2(m-1)}$.
- moyenne sur tous les pixels (i,j) du sigma *rms* mesuré. Cette moyenne contribue largement à diminuer l'erreur d'estimation sur le sigma *rms* mesure. On tend vers la valeur limite:

$$\sigma_{rms,tot}^2 = \frac{\langle S_{ADU,tot} \rangle}{G} + RON_{ADU}^2 + \sigma_{bf}^2$$

où $\langle S_{ADU,tot} \rangle$ est la valeur moyenne du signal observé sur l'ensemble des pixels du dispositif, prise sur les m images considérées.

La figure III.8 montre la valeur σ_{rms}^2 en fonction du signal moyen de fond. Le temps d'intégration et la bande d'observation correspondant à chaque point sont aussi indiqués. La courbe souligne que le bruit dépend essentiellement du signal et s'écarte de la limite $\frac{\langle S_{ADU,tot} \rangle}{G} + RON_{ADU}^2$. La dépendance en temps d'intégration (pour les temps d'intégration considérés $\gtrsim 10ms$) existe aussi, mais paraît être du deuxième ordre³.

1. au demeurant très faibles, inférieures à un ADU
 2. c'est un point important si on ne veut pas être dominé par des variations spatiales du fond
 3. voir aussi figure IV.13

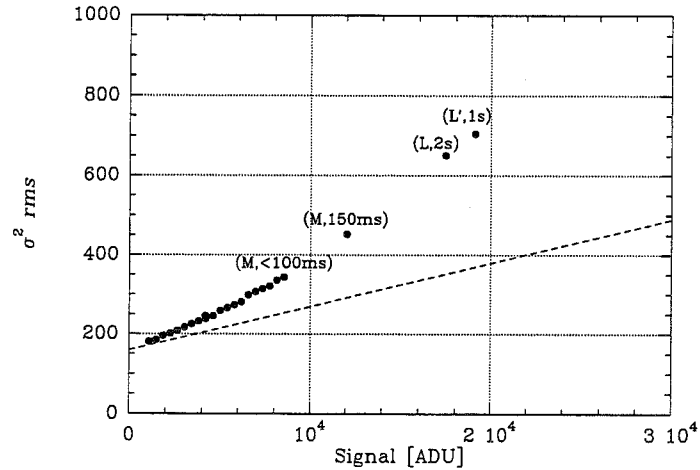


Figure III.8 – Courbe $\sigma_{rms,tot}^2$ exprimé en ADU en fonction du signal $\langle S_{ADU,tot} \rangle$ (voir texte). La courbe en pointillés représente la limite $\langle S_{ADU,tot} \rangle / G + RON_{ADU}^2$. Les barres d'erreur sont de l'ordre de la taille des symboles.

La figure III.8 montre la présence d'un bruit basse fréquence dans les images. Son origine est mal connue. Des mesures effectuées sur le dispositif seul n'ont pas mis en évidence un tel phénomène (voir paragraphe II.3.3.9). Il est donc plus attribuable à des phénomènes de type EMI: il est possible de mettre en évidence des structures de "wiggles" sur les images (figure III.9). Ce phénomène a été observé sur de nombreuses caméras IR utilisées en astronomie: on peut citer en exemple la caméra SHARP ou IRACI (Moneti 1991).

On remarquera qu'en absence de bruit basse fréquence sur les images, le tracé de la courbe σ_{rms}^2 en fonction de S_{ADU} (grandeurs mesurées sur les images) permet de déterminer, par un ajustement linéaire, le facteur de conversion (comme l'inverse de la pente) et le bruit de lecture (ordonnée à l'origine). Cette méthode n'est pas applicable ici.

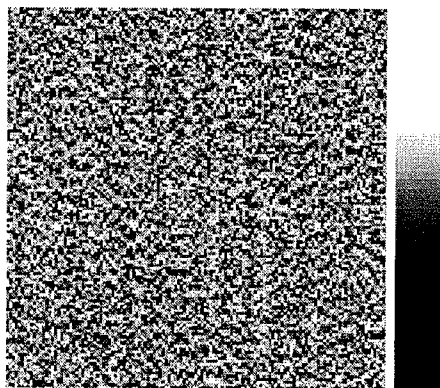


Figure III.9 – Mise en évidence de la présence wiggles sur la caméra COMIC. Il s'agit ici de la différence de deux images consécutives prises en fond L (temps d'intégration=2s).

III.2.2 Optique

Une grande importance a été attachée aux tests destinés à évaluer la qualité des optiques de la caméra COMIC. La caméra COMIC étant destinée à des applications haute résolution angulaire, il est clair qu'une attention particulière doit être portée à l'optique de la caméra, celle-ci ne devant pas dégrader les performances de l'instrument dans sa globalité. Les tests mentionnés dans ce paragraphe, qui ont été effectués en laboratoire, ont pour but de caractériser les performances de l'optique de la caméra COMIC. Ces tests ont été effectués en plaçant une fibre optique monomode au foyer d'entrée de la caméra (situé à 20 mm de la fenêtre d'entrée du cryostat), sur l'axe optique. Cette fibre de rayon de coeur de $5 \mu\text{m}$ permet d'obtenir une source "ponctuelle". En particulier, les points suivants ont été vérifiés (Lacombe *et al.* 1996):

- l'absence d'images fantômes¹. Des réflexions multiples entre les surfaces optiques peuvent être responsables de la création de telles images. Cela est en pratique évité en imposant un "tilt" sur certaines parties de l'optique (filtres par exemple). La nécessité de supprimer ces images fantômes est d'autant plus nécessaire pour une caméra destinée à un système d'optique adaptative que celui-ci permet d'obtenir une grande dynamique de détection. L'image de la fibre, fortement saturée, permet de détecter l'éventuelle présence d'images fantômes.
- l'éclairage uniforme de la pupille. Il s'agit de détecter la présence de phénomènes de vignettage, qui peuvent entraîner une distorsion de la FEP.

A partir des images obtenues de la fibre optique, une première évaluation de la distance angulaire d'échantillonnage² a été déduite ainsi que les paramètres principaux qui caractérisent la FEP³ de la caméra dans chacune des bandes photométriques principales de la caméra. Les résultats sont rassemblés dans les tableaux III.2 et III.3.

pixel scale ^a : 0.041" +/- 0.003"				
Filtre	Longueur d'onde	Rapport de Strehl	fwhm	ellipticité ^b
J	1.26	0.83	0.07"	0.018
H	1.645	0.87	0.09"	0.016
H2Cont	2.181	0.93	0.12'	0.009
K'	2.166	0.92	0.12"	0.007
K	2.19	0.90	0.12"	0.01
PAH	3.296	0.86	0.18"	0.002
CVF	1.40	0.74	0.09	0.05
CVF	1.9	0.68	0.11"	0.047
CVF	2.4	0.78	0.14"	0.042

Tableau III.2 – Qualité d'image, à la limite "échantillonnée en bande J". Caméra seule

a évaluée à partir de la fréquence de coupure de la FTO.

b évaluée sur le pic principal de la FEP.

1. "ghosts" pour les anglo-saxons

2. ou "pixel scale" pour les anglo-saxons

3. Fonction d'Étalement de Point ou Point Spread Function (PSF) en anglais

pixel scale ^a : 0.097" +/- 0.04"				
Filtre	Longueur d'onde	Rapport de Strehl	fwhm	ellipticité ^b
L	3.809	0.98	0.20	0.044
H3	3.526	0.98	0.18	0.011
L'	3.809	0.95	0.21	0.044
B _α	4.045	1.00	0.22	0.077

Tableau III.3 – Qualité d'image, à la limite "échantillonnée en bande L". Caméra seule

^a évaluée à partir de la fréquence de coupure de la FTO.

^b évaluée sur le pic principal de la FEP.

L'incertitude sur le rapport de Strehl est de l'ordre de 0.05 (voir paragraphe V.2)¹. Au delà de 2 μm, le rapport de Strehl est très proche de 1 (voir table III.2).

Il est intéressant de mesurer la contribution du système d'optique adaptative dans la dégradation de la qualité d'image. La mesure précédente a donc été répétée en montant la caméra sur le banc. C'est alors la fibre d'entrée de ce banc qui sert de source d'étalonnage. En asservissant sur cette dernière, après ajustement des pentes de référence de manière à minimiser les aberrations dues à la voie imagerie, il est possible d'obtenir les caractéristiques de la FEP statique de l'instrument (voir chapitre V).

Filtre	Longueur d'onde	Rapport de Strehl	fwhm	ellipticité
H2Cont	2.181	0.82	0.12'	0.007
K'	2.166	0.72	0.12"	0.09
K	2.19	0.78	0.12"	0.02
PAH	3.296	0.83	0.18"	0.019

Tableau III.4 – Qualité d'image, à la limite "échantillonnée en bande J". Caméra+Adonis

Filtre	Longueur d'onde	Rapport de Strehl	fwhm	ellipticité
L	3.48	0.96	0.20	0.044
H3	3.526	0.97	0.18	0.011
L'	3.809	0.88	0.21	0.044
B _α	4.045	1.00	0.22	0.077

Tableau III.5 – Qualité d'image, à la limite "échantillonnée en bande L". Caméra seule+Adonis

On observe une légère dégradation de la qualité d'image, de l'ordre de 15% en dessous de 3 μm et de quelques pourcents au delà de cette limite (table III.4 et III.5). Il est délicat d'extraire de ces données une dépendance simple entre la dégradation de qualité d'image due au banc d'optique adaptative et la longueur d'onde. Cela est imputable à l'incertitude de mesure. En particulier, les mesures effectuées sur les filtres K' et L' s'écartent de la distribution.

En toute rigueur, les performances "sur le ciel" de l'optique adaptative en terme de correction doivent être évaluées en prenant comme référence les caractéristiques de la FEP statique de l'instrument. Celle-ci est d'ailleurs susceptible de varier, par exemple en fonction de la position du télescope, sous

1. bien que les images aient été acquises avec un excellent rapport signal/bruit, l'émission du fond (essentiellement due au support de fibre) est délicate à évaluer.

l'effet des flexions (voir chapitre V).

III.3 Caractéristiques du système en infrarouge thermique

Ce qu'on cherche à étudier dans cette section, ce sont les caractéristiques de l'émission thermique du fond. Les caractéristiques du fond, en dessous de $3 \mu\text{m}$ ne sont pas considérées ici puisqu'elles peuvent difficilement être étudiées avec la caméra COMIC¹.

III.3.1 Emission thermique du fond

L'émission du fond est une caractéristique importante de l'instrument global. Évaluée dans les bandes photométriques, sa connaissance permet d'extraire dans chacune de celles-ci les conditions de fonctionnement de la caméra, qui permettent d'ajuster d'une part le mode d'observation, et d'autre part de vérifier² *a posteriori* les paramètres de fonctionnement du dispositif. On recherche en particulier:

- la limite BLIP de fonctionnement de la caméra,
- le temps d'intégration nominal,
- le point de fonctionnement des détecteurs en terme de courant notamment.

Ces trois paramètres ne sont évidemment pas indépendants. Ils vont permettre de souligner dans quelle mesure le dispositif utilisé est adapté aux conditions d'observation.

L'émission du fond a été évaluée aux cours d'une demi-douzaine de nuits réparties sur 4 runs d'observation, dans chacune des bandes L, L' et M pour l'objectif limité en L³. Les résultats sont rassemblés dans le tableau III.6.

Bande photométrique	échantillon (nombre d'image)	Flux moyen (ADU/s.pix)	Flux min/max (ADU/s.pix)
L	60	4500	3600/5200
L'	70	8700	6900/9800
M	110	41000	29000/51000

Tableau III.6 – Emission du fond en bandes L, L' et M. Objectif limité en L. Statistique sur une demi-douzaine de nuits: on donne le flux moyen ainsi que les flux extrema de flux mesurés, toutes conditions d'observation confondues (température, humidité, masse d'air variable...)

Des mesures similaires ont été effectuées avec l'objectif limité en J. On trouve alors des mesures diminuées d'un facteur 6.5 en accord, aux incertitudes près, avec les distances angulaires d'échantillonnage données au paragraphe III.2.2 pour chacun des objectifs, limités respectivement en J et en L⁴. On notera en outre les fortes dispersions de l'émission de fond suivant la nuit d'observation.

Le tableau III.7 regroupe en fonction de la bande photométrique considérée, le temps d'intégration

1. vu les niveaux de courants d'obscurité. Pour une mesure du fond dans cette gamme spectrale, se reporter au travail de Le Mignant (1998)

2. et de contraindre...

3. toutes masses d'air confondues. Pour la variation du fond en fonction de la masse d'air, voir paragraphe III.3.2

4. $100\text{mas}^2/41\text{mas}^2 \simeq 6$

t_{BLIP} indicatif qui représente le temps d'intégration indicatif, nécessaire pour être limité par la limite de détection intrinsèque qui est celle du bruit poissonnien du fond, ainsi que le temps d'intégration (indicatif) au 2/3 de la dynamique du dispositif, et le courant qui traverse les détecteurs vu en sortie du dispositif. Cette dernière donnée est plutôt d'ordre technologique, mais permet de faire le lien avec ce qui a été dit précédemment, notamment aux paragraphes II.1.4, II.3.3.1 et II.3.3.6. En prenant en

Bande photométrique	t_{BLIP} (s)	$t_{2/3}$ (s)	Flux de fond ($e^- . s^{-1} . pix^{-1}$)	Courant détecteur (pA)
L	2.7	9.5	$4.5 \cdot 10^5$	0.7
L'	1.4	4.9	$8.7 \cdot 10^5$	0.14
M	0.3	1	$4.1 \cdot 10^6$	0.65

Tableau III.7 – Paramètres caractéristiques de la caméra dus à l'émission de fond, dans les bandes L, L' et M. Objectif limité en L

compte les dispersions soulignées par le tableau III.6, le temps d'intégration BLIP varie de 2.3 à 3.3 s en L, 1.2 à 1.75 s en L' et 200 à 400 ms en M.

III.3.2 Fond instrumental

Il s'agit d'évaluer dans l'émission du fond la part d'émission due au fond de ciel et la part d'émission provenant du fond instrumental. L'émission du fond de ciel est due à l'émission thermique de l'atmosphère d'une part, et à l'émission de raies d'autre part (H_2O essentiellement). A condition que ces raies d'absorption/émission ne soient pas saturées, l'émission du fond de ciel varie de manière linéaire avec la masse d'air¹. Si les raies d'absorption/émission sont saturées, l'émission du fond de ciel ne dépend pas de la masse d'air². Cependant le fait que les bandes photométriques choisies ne contiennent que les ailes des raies d'absorption/émission de l'atmosphère, et le fait que cette dernière soit, en général, particulièrement sèche sur le site de l'ESO-La Silla, permettent d'affirmer qu'une loi linéaire (flux du fond de ciel-masse d'air) reste une bonne approximation. Le tracé de l'émission du fond en fonction de la masse d'air permet donc de dissocier la contribution constante, le fond instrumental, de la contribution qui varie en fonction de la masse d'air, le fond de ciel.

La figure III.10 donne un tel tracé dans les bandes L et M, pour des masses d'air comprises entre 1 et 1.5. Une régression linéaire permet de déduire l'émission instrumentale³. On constate alors que l'émission de fond est dominée par l'émission de fond instrumental. A masse d'air 1, où l'émission de fond de ciel est minimum, l'émission instrumentale est responsable d'environ 95% de l'émission en L et 85% de l'émission en M. Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau III.8.

On notera qu'ils ne sont pas en désaccord avec les variations d'émission de fond trouvées au paragraphe

1. avec les hypothèses que l'émission est proportionnelle au nombre de particules et que l'atmosphère est optiquement mince

2. atmosphère optiquement épaisse

3. ici équivalente au point zéro, c'est-à-dire à l'émission de fond hors atmosphère. On notera que la dispersion des mesures est due en majeure partie à la variation du fond instrumental pendant le temps d'observation, ici de quelques heures en fin de nuit (un point essentiel si l'on veut justement minimiser ces effets thermiques). On a pu mettre en évidence des variations de fond instrumental de quelques pourcents entre le début de la nuit et la fin de la nuit, soit une variation de quelques degrés.

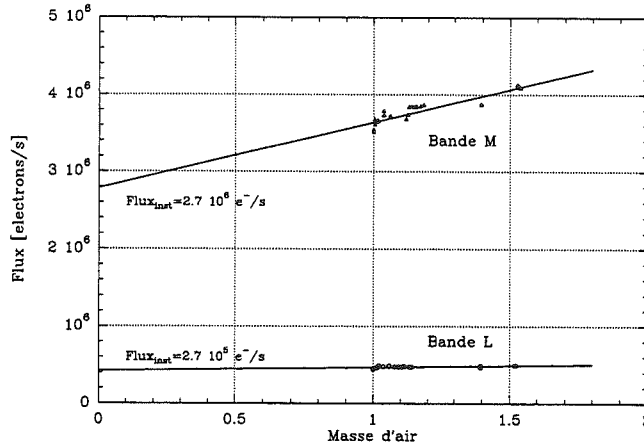


Figure III.10 – Émission du fond en fonction de la masse d'air

III.3.1, qui “mélangeaient” toutes les causes de variation (masse d'air variable, fond instrumental variable selon le run d'observation).

Notons que les valeurs de flux de fond estimées au tableau II.2 sont surestimées par rapport aux valeurs mesurées.

	Objectif limité en J	Objectif limité en L
L	7.4 10 ⁴ e/s.pix	4.2 10 ⁵ e/s.pix
L'		6.95 10 ⁶ e/s ^a
M	5.0 10 ⁵ e/s.pix	2.9 10 ⁶ e/s.pix

Tableau III.8 – Fond instrumental en bandes L, L' et M

(a) D. Le Mignant (communication privée).

L'émission instrumentale comprend l'émission du télescope et celle du banc d'optique adaptative. Il a été montré (D. Le Mignant, communication privée) que le banc d'optique adaptative contribue pour 70% de l'émission instrumentale en L' et M. En outre, le miroir M9 et l'ensemble (M6+dichroïque) contribuent pour environ 60% de l'émission du banc d'optique adaptative.

III.3.3 Cartographie du fond instrumental

Le paragraphe précédent a mis en évidence l'importante contribution du banc d'optique adaptative d'ADONIS dans le fond instrumental. On peut donc se demander si cette émission est uniforme sur le champ d'imagerie disponible. Rappelons que ce dernier est limité, sur l'instrument ADONIS à environ 40" de rayon par rapport à l'axe optique de l'instrument (défini par la voie analyse) et qu'il est accessible au moyen du miroir de champ. En particulier, cela signifie que le fond instrumental vu par la caméra varie en fonction de la position du miroir de champ et donc du champ observé.

On observe en effet de fortes variations du fond instrumental (figure III.11). En bande L', elles

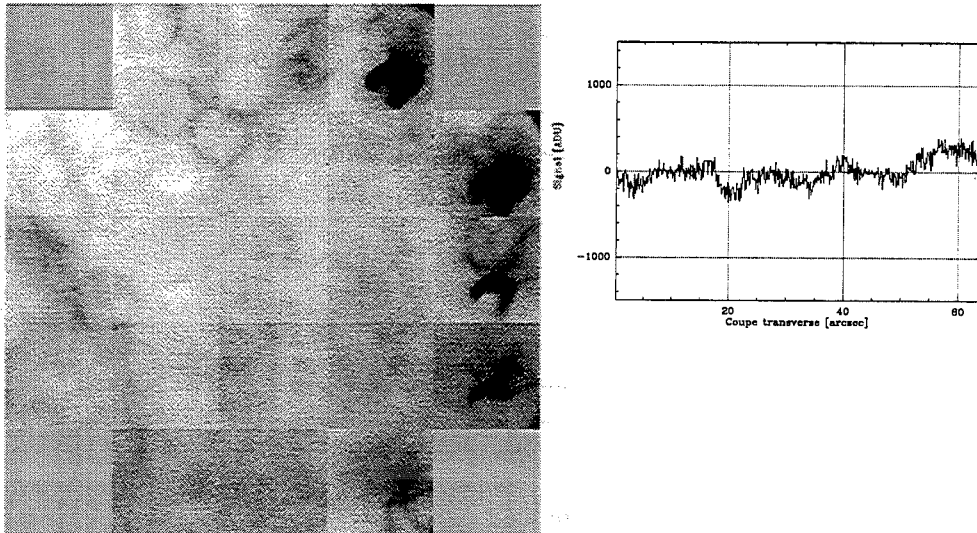


Figure III.11 – Cartographie ($64'' \times 64''$) et coupe en ligne du fond instrumental en bande L'

donnent lieu à des dispersions d'environ 80 ADU *rms* (rapportée à la seconde). L'échelle de ces variations est de l'ordre de quelques arcsecondes. Les éléments d'optique responsables de ces variations d'émission sont situés en amont du miroir de champ. On ne peut pas mettre en cause le hublot d'entrée de la caméra, par exemple. La présence de structures sur l'image laisse supposer qu'il s'agit de la dichroïque ou du miroir M1 qui sont proches de plans images. On notera la présence d'une structure très intense sur le bord du champ, sans doute attribuable à une réflexion parasite.

Ces "non-uniformités" du fond instrumental rendent une procédure de chopping inadaptée à une correction efficace du fond. Celle-ci, bien que permettant de soustraire le fond de ciel, va donner comme résidu la soustraction des images du fond instrumental (vues par la caméra) correspondant aux deux positions "on" et "off" du miroir sélecteur de champ. Une procédure de type nodding, c'est-à-dire la répétition de la séquence de chopping opérée sur l'objet sur le ciel, permet d'accéder à ce résidu. Nous avons en effet pu constater la stabilité temporelle du fond instrumental. Ce point sera abordé en détail au paragraphe IV.2.2.

III.3.4 Bruit de signal sur le fond de ciel

Le bruit de signal sur le fond de ciel a été mesuré sur le modèle de la procédure utilisée au paragraphe III.2.1.5 en utilisant les cubes d'images correspondant aux positions "off". On cherche alors à obtenir le bruit associé au signal de fond de ciel. Cette analyse a été effectuée sur l'échantillon considéré au paragraphe III.3.1 qui, rappelons-le, consiste en images acquises au cours d'une demi-douzaine de nuits réparties sur 4 runs d'observation. La figure III.12 montre le bruit de signal en fonction du signal du fond de ciel pour chacun des cubes d'images observés.

On constate un bruit de signal supérieur d'un facteur 2.3 à la limite BLIP attendue. Une mesure similaire en laboratoire (voir paragraphe III.2.1.5) avait mis en évidence un bruit de signal supérieur à la limite BLIP d'un facteur 1.6, attribué à un bruit basse fréquence d'origine électronique. Ce bruit ne suffit pas à justifier le bruit de signal important observé sur le ciel. La cause principale que l'on peut invoquer pour expliquer cet excédent de bruit est une variation spatiale pose à pose du signal de

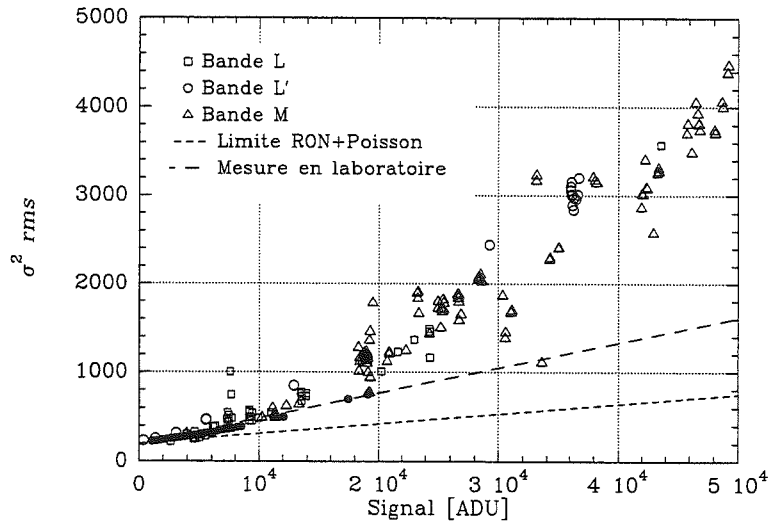


Figure III.12 – Bruit de signal sur le fond en fonction du signal de fond

fond. Le signal de fond moyen a en effet été soustrait de chaque image pour s’affranchir des effets de variations du niveau de fond. Nous verrons d’ailleurs que le processus de correction contribue à ajouter du bruit de signal. Ce qui nous intéresse ici est l’obtention du bruit de signal pour pouvoir déduire au paragraphe VI.1 les performances de l’instrument. Ce qu’on cherche alors à savoir, c’est dans quelle mesure la procédure de chopping permet de diminuer ce bruit de signal, c’est-à-dire éliminer l’émission corrélée spatialement (pose à pose) de fond de ciel.

Le tableau III.9 donne le gain en bruit obtenu par soustraction de la moyenne des images de la séquence “off” aux images de la séquence “on”. La statistique précédente est effectuée sur les images “on-⟨off⟩”. On s’arrange pour prendre, pour le calcul de la moyenne “⟨off⟩”, les images les plus proches temporellement de la séquence “on”¹.

Mode d'observation	Bande photométrique	Temps d'intégration	Nombre d'image par pas de séquence	Signal de fond de ciel [ADU]	Bruit de signal théorique ^a sur le cube "on-⟨off⟩" [ADU rms]	Bruit de signal mesuré sur le cube "on-⟨off⟩" [ADU rms]
“10”	L'	100ms	2	400	15 (18)	18
“10”	L'	800ms	2	5500	21 (26)	26
“10”	L'	4s	1	29 000	46 (65)	64
“10”	L'	5s	1	36000	51 (72)	70
“10”	M	700ms	2	23500	40 (49)	50
“10”	M	1s	2	33 000	51 (62)	62

Tableau III.9 – Gain en bruit de signal sur une procédure de chopping

(a) Calculé en supposant que les bruits ne sont pas corrélés

Le tableau III.9 montre que la procédure de chopping n’apporte pas de gain en bruit jusqu’à une fréquence de chopping de 2 Hz (on n’observe pas de réduction de bruit par soustraction d’émission

1. supposons la séquence “01”, avec 2 images par pas de séquence. On prendra une image de “chaque côté” de la séquence “on” pour calculer la moyenne “off”

corrélée du fond de ciel sur une grande échelle). Il se peut aussi qu'une autre source de bruit domine (d'origine électronique par exemple), ce qui masque le gain de la procédure de chopping sur le bruit de signal.

III.4 Première nuit scientifique avec la caméra COMIC: illustration d'observation d'étoiles binaires PMS. Performances

L'article suivant publié dans le journal "Le messenger" N. 89, septembre 97, donne une illustration d'observation dans l'IR thermique. On montre les limitations introduites par les fortes variations du fond instrumental sur le champ d'imagerie. Une méthode originale de réduction est proposée pour supprimer la contribution de ce fond sur les images. Enfin, les performances de la caméra sont brièvement abordées.

III.5 Conclusion

La caméra COMIC a été mise en opération sur l'instrument ADONIS. Les résultats des tests effectués dans ces conditions ont permis la qualification des sous-systèmes et du système dans son ensemble.

La caméra COMIC est peu adaptée à l'observation en dessous de $3 \mu\text{m}$. La raison essentielle en est son important bruit de lecture. Ce bruit de lecture inclut maintenant le bruit de recharge de l'étage de sortie du circuit de lecture du dispositif et le bruit de charge injecté en début d'intégration, destiné à s'affranchir de l'effet d'ébasage (flashage du dispositif). L'autre raison provient des courants de fuite qui dominent à faibles courants (en bandes J, H et K) et qui dégradent la cosmétique du dispositif. Au delà de $3 \mu\text{m}$, on se situe à la limite du domaine des faibles flux, correspondant à une centaine de femtoampère par pixel. Dans ce domaine, on peut se ramener à un mode BLIP. Le dispositif IRCCD au sein de la caméra COMIC est donc adapté aux observations astronomiques dans l'infrarouge thermique.

En revanche, les résultats obtenus sur l'émission thermique du fond instrumental ont montré que l'instrument d'optique adaptative ADONIS était peu adapté à l'observation dans l'infrarouge thermique. La raison essentielle en sont les fortes inhomogénéités spatiales de l'émission thermique du fond instrumental. Ce point mérite cependant une analyse plus approfondie. En particulier, la question se pose de savoir s'il n'existe pas une procédure d'observation qui permette de s'affranchir d'un tel problème. Cet aspect est traité au chapitre suivant.

PMS binaries in southern molecular clouds observed with ADONIS + COMIC

Jean-Louis Monin and Hervé Geoffroy

Laboratoire d'Astrophysique - Observatoire de Grenoble
BP 53 - 38041 Grenoble France

Email: Jean-Louis.Monin@obs.ujf-grenoble.fr

1. Introduction

The process of low-mass star formation is now well known for producing a large fraction of binary and multiple systems. This result is confirmed by many surveys (eg. Reipurth & Zinnecker 1993; Ghez et al. 1993; Leinert et al. 1993), showing that most if not all the T Tauri stars (TTS) have companion(s). Therefore, the study of Pre-Main Sequence (PMS) binary systems appears as a crucial key in understanding the process of star formation. However, due to the increasing number of multiple systems at small projected separations, the basic data do not exist for most of the individual members of these systems because of the limited angular resolution of the available instruments (cameras, spectrographs, and polarimeters), or the limited signal-to-noise ratio of the observations. For instance, some observations of PMS binaries have already been performed in Speckle at $2.2\mu\text{m}$ (Ghez et al., 1993), but this was mainly for a study of the binary star frequency and above all, the speckle observations do not provide such a high dynamical range as adaptive optics does.

The bulk of the emission from TTS peaks in the Near Infrared. The $1 - 5\mu\text{m}$ range is therefore particularly well suited for studying the Spectral Energy Distribution of such objects and estimate their luminosity and temperature. Indeed, the recent availability of a $3 - 5\mu\text{m}$ window provided by COMIC allows to measure IR excesses at a high angular resolution, thus giving access to circumstellar accretion disks. Moreover, the separation distribution of PMS binaries peaks at ≈ 50 AU, corresponding to an angular separation of $\approx 0.3''$ at the nearest star forming region observable from ESO La Silla.

The availability of the instrument ADONIS + (SHARP / COMIC), which allows to obtain images with a resolution down to ≈ 0.2 arcsec or less in the range 1 to $5\mu\text{m}$ (J,H,K,L & M bands), with a field of view of the order of 10 arcsec, therefore provides a unique opportunity to study the binarity among PMS TTS. In practice, binaries with linear projected distance from 1500 AU down to 30 AU at the Rho Oph cloud distance, can be resolved and imaged with a high signal to noise ratio. At such a distance, images can be obtained of binaries with companion stars separated by less than the canonical predicted size of an accretion disk (≈ 100 AU).

We have started a series of observations of PMS binary systems in order to study the precise respective photometry of the binary components from 1 to $5\mu\text{m}$ in these -often recently discovered- binary systems. From these measurements we will characterize the stellar Spectral Energy Distribution (SED) of

the primary and its companion, adjust a blackbody model to estimate their luminosities & temperature, hence masses & ages through the use of an HR Diagram. At the same time, we will study the distribution of the circumstellar and circumbinary environment of our PMS targets, in order to study how is distributed the eventual leftover material after contraction.

In this paper, we report on preliminary results on an observing run that took place in may 1996 and was the first scientific observing run with COMIC. We give some details on the observing procedure with COMIC at 3 and $5\mu\text{m}$, which appears non trivial because of the high level of thermal emissivity of the close instrumental environment in these wavebands. We compute an on-the-spot estimation of the limiting magnitude that one can hopefully attain at L and M. We present some images and SEDs that have been obtained. The complete results of this work will be presented in a forthcoming paper.

2. Observations

We have used ADONIS + COMIC on 3 nights in 1996, may 1&2 and may 5. The weather was excellent during the overall run and the experiment did run smoothly during its first scientific run, thanks to the help of the ADONIS team. From the adaptive optics point of view, TTS represent a tough challenge for the correction system since they are often dimmer than $V=12$ and most interesting objects are often found around $V=14$. We have benefited from a new quadrant of the ebccd and we have been able to close the loop on the primary (ie. brighter) component of all our sources, even one with a magnitude as high as $V=14.9$ in the literature (V 536 Aql, Herbig and Bell, 1988). Every source was observed using the primary as a reference star. This solution appeared to work correctly for most of our objects since there was high enough a magnitude difference Δm between the primary and its companion. We had some correction problems only once, on a source with a Δm too close to zero. In such a case, the use of a numerical filter allows to reject the signal from the close companion and to restore a good correction. We also observed PSF reference stars every other observation, ie. no more than every 5 or 10 mn on the average. These PSF measurements will be used as deconvolution calibrators to study the presence of dim circumstellar environment around our objects. We also observed photometric calibration stars every hour or so, so that we were able to determine the absolute photometry of both components in all the observed systems. We used approximately the same integration times in the JHK bands (during SHARP observations) and LM bands (COMIC observations). The large integration capacity of the COMIC detector allowed integration times as high as 10 seconds in L and 6 seconds in M. In fact, we always adjusted the integration time to get approximately half of the saturation level in the detector. In this configuration, the readout noise is limited by the sky background statistical noise and the detector can be considered as perfect. The long integration times are not essential from the signal-to-noise point of view but are very convenient to increase the acquisition efficiency (integration time compared to readout time).

3. Some hints for high background COMIC data reduction

The ADONIS bench allows to use a tilt mirror to measure the sky emission on a nearby position. 3 choices are available. 1) no chopping: then one has to move the telescope to go measure the sky emission. This is slow and we didn't use it. 2) simple chopping: the mirror moves every few images to allow the camera to measure the sky emission. This allows to measure the sky emission if there is no sky emission gradient. The main inconvenient of this method is that the close environment thermal emission pattern changes between the ON and OFF position of the mirror. As a consequence, the sky emission is correctly suppressed in the ON-OFF operation but a new (lower) background pattern appears. This effect is well known in thermal infrared imaging and requires a beam-switching technique (nodding) to be canceled. However, the ADONIS bench has been mainly designed for visible and "optical" near infrared ($1 - 2.5 \mu\text{m}$) observations, and beam-switching is not currently available.

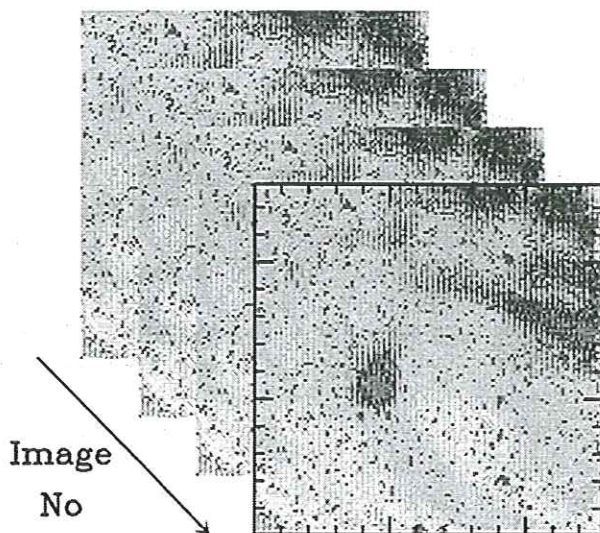


Fig. 1. Example of successive image planes recorded in the L band alternatively on the source (ON chopping mirror position) and on the nearby sky (OFF chopping mirror position). The image pattern is dominated by the sky + telescope + instrument thermal background emission, with a large amplitude of several thousands ADU over the image, and no source is visible in the images at this point of the data reduction process.

To cancel this effect, a solution consists of storing images on an empty part of the sky and record the close environment thermal emission pattern, in order to subtract it later from the observations. Unfortunately, we didn't measure such a pattern during our observations and we only used the simple chopping mode on all our sources. This obliged us to estimate *a*

posteriori the "baseline" background in every image after pre-processing with the ECLIPSE package. 3) double chopping: the mirror moves successively to ON, OFF1, OFF2 positions in order to measure the sky background emission on two symmetrical positions around the star. This allows to remove any sky emission gradients, but doubles the close environment emission problem and we do not recommend to use it. Clearly, the double chopping *cannot* replace the beam-switching. Note that for extended sources where the close background baseline emission cannot easily be disentangled from the source emission, the use of the simple chopping appears mandatory, and it is also required to measure the thermal emission pattern of the close warm environment by performing a long enough integration (with simple chopping) on an empty part of the sky. Contrary to the sky background emission that varies on short time constants, the close instrumental environment emission is relatively stable (as is its temperature) and does not need to be measured very often.

Data reduction has been performed using the ECLIPSE Package developed by N. Devillard at ESO (Devillard, 1997), and some other classical data reduction packages (GRAPHIC and CLASS, two softwares developed in the Grenoble Observatory, and also IRAF).

We have removed the residual background pattern in our images by fitting a polynomial baseline on every line of the image. We found that this was more efficient than trying to fit a 2-D surface on the overall image. In any case, this implies that one defines some part of the image or line where the fit procedure must ignore the signal. We illustrate these various operations in figures 1 to 3.

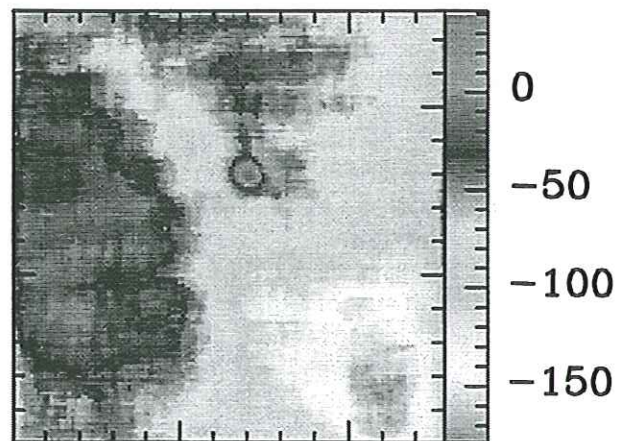


Fig. 2. Residual close instrumental background emission pattern after ON-OFF subtraction. The sky background contribution has been subtracted and the source is now visible, approximately in the middle of the image. The amplitude of the residual background pattern is only a few tens of ADU (scale at the right of the image).

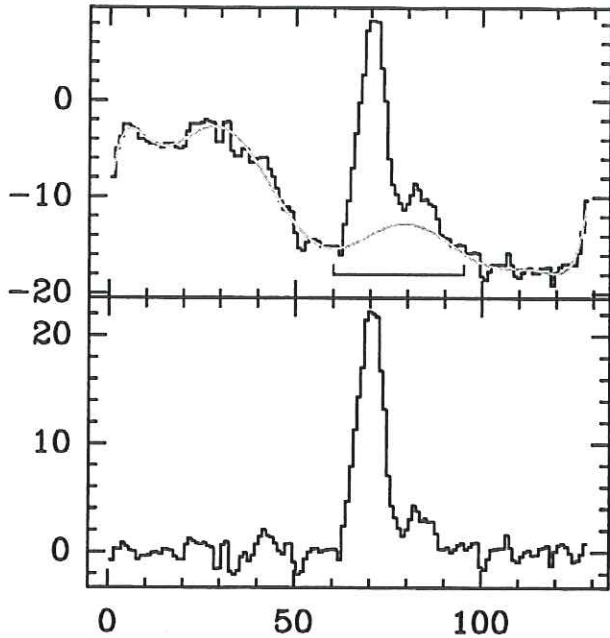


Fig. 3. Line by line residual background fitting and subtraction. Upper panel: the source can be seen superimposed on the background. This background signal is fitted as a polynomial function (green line) outside the source position (red window). The lower panel shows the source and its companion after background subtraction. The residual rms noise is of the order of 1 ADU.

4. On sky performances

We have used our data to estimate the image quality and the limiting magnitude one can attain in the L and the M bands. Figure 4 shows the image of a binary (V 536 Aql, Monin et al., 1997), together with its associated PSF reference star, obtained with COMIC in the L band. The images have been flat-fielded and corrected for bad pixels, but no deconvolution was applied. The image correction was uncomplete, but two diffraction rings can be seen on the object and on the PSF, and the correction errors are the same on both images. Photometric measurements are already possible, and deconvolution will provide a clean image of the binary. The L magnitude of the primary and the secondary are 7.1 and 8.2 respectively, and the separation of the binary is $0.5''$. These observations have been obtained with an integration time per frame of 8-10 second and the total integration time is of the order of 30 s. We have estimated the limiting magnitude in the L band by comparing the background noise in the image with the amplitude of the signal on a photometric reference star. On HR 4523 ($L=M=3.3$), we obtain $L_{\text{lim}}(1\text{ s}, 1\sigma) = 11$. Marco et al. (1997) have computed the theoretical limiting performances of the COMIC camera from laboratory measurements at (900 s, 5σ). If we scale their results to (1 s, 1σ), we find $L_{\text{lim}} = 11.9$. These two estimations have been obtained with completely different methods and appear very consistent. In the M band on the same reference star, we obtain a limiting magnitude of the order of $M_{\text{lim}} = 8$. This is a bit smaller than the theoretical estima-

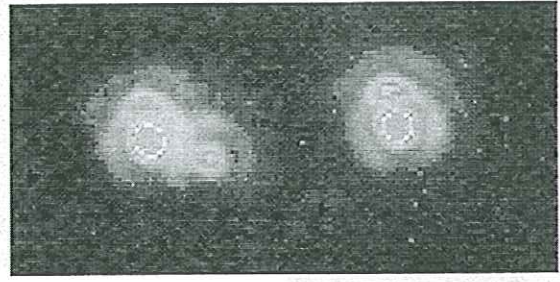


Fig. 4. V536 Aql (left, $L_A = 7.1$, $L_B = 8.2$) image in the L band together with the PSF reference star (right). Two diffraction rings are visible both on the object components and on the PSF. The correction errors are the same on the object and on the reference.

tions of Marco et al. (1997) and can be explained by 1) the fact that we have observed with the highest angular resolution objective ($0.036''/\text{pixel}$) in order to get COMIC images at the same resolution as SHARP images; this objective is optimized for $1 - 2.5\ \mu\text{m}$ wavelength transmission and its M transmission is lower (Lacombe et al., 1997). 2) The influence of the close background thermal emission is strong and can hardly be taken into account in *a priori* performances estimations.

5. First binary images and SEDs

The detailed data reduction is in progress; some preliminary results have been published by Monin et al. (1997) and the complete results, together with a deeper analysis of our data will be published in a forthcoming paper. We present here some of the images after global reduction process, including the fit of the background baseline, but without any deconvolution applied. Our background fitting procedure is equivalent to the spectral baseline fitting and removal in radio lines observations, and we did use the dedicated CLASS package, developed at Grenoble Observatory and IRAM, to this purpose.

Note that we have not yet co-added all the available frames so that the signal to noise ratio can be upgraded in some images, especially the ones where the secondary is about ten times fainter than the primary.

We have also obtained detailed SEDs for the first time in the $1 - 5\ \mu\text{m}$ range for both components on close binary systems. We show one example of such results on figure 6

Most of our objects have never been observed separately in the visible range. Still, in some cases, when the luminosity difference is large enough between both components, we attributed the visible magnitude value to the brighter one (ie. the primary). Then we fitted a blackbody curve and a common visual absorption to the SEDs of both components, assuming interstellar characteristics for the dependence of the absorption with wavelength (this was the case for the SR9 system shown on figure 6). Another possibility is to fit a blackbody to the JH&K SED points of the fainter component, and to subtract

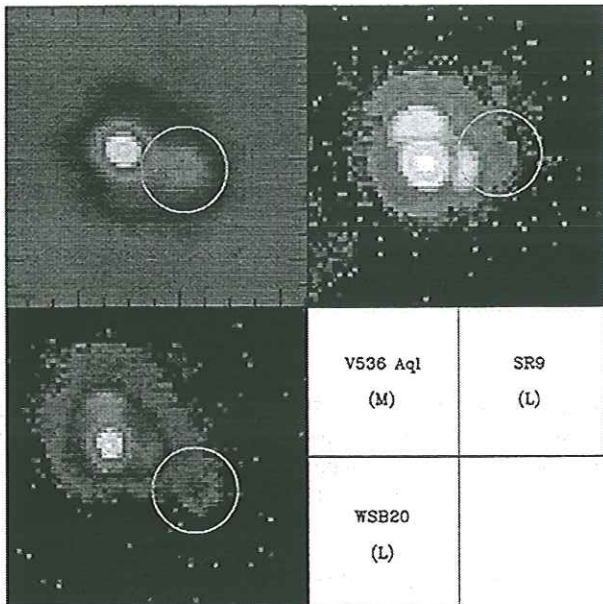


Fig. 5. Sample images of close PMS binaries (V536 Aql, sep $0.5''$, SR9, sep $0.6''$, WSB20, sep $0.7''$). The respective name of the sources together with the corresponding IR photometric band are indicated in the figure. In every image, the circle traces the first diffraction ring around the secondary component.

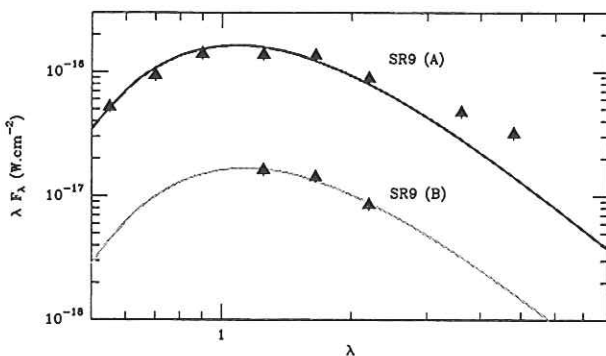


Fig. 6. Spectral Energy Distribution of the components of the binary system SR9 (full triangles) together with their corresponding fitted blackbody curves (see text for details).

the corresponding (fitted) VR&I flux contribution from the primary (brighter) component, before fitting this latter SED from R to H (this was the case for the WSB20 system, where both components have identical flux to within a factor of two).

In the case shown on figure 6 (SR9), the components of the binary can be approximately described by the respective parameters: $L_A = 2.5 L_\odot$, $T_A = 3900$ K, $A_V = 0.9$ (same value for both components), $L_B = 0.25 L_\odot$, $T_B = 3800$ K. There appear to be an infrared excess over a blackbody photosphere on the primary component of SR9, indicating the presence of a probable accretion disk. This example illustrates the advantage of a high angular resolution $3 - 5 \mu\text{m}$ imaging detector.

6. Conclusion

We have used ADONIS + SHARP / COMIC to determine the SED of close PMS binaries in the full $1 - 5 \mu\text{m}$ range. This new instrument available on the 3.60m telescope at ESO is very well suited for such scientific programs. We have used this results to determine the physical characteristics of both components of these close binaries. To take full advantage of the $3 - 5 \mu\text{m}$ window on ADONIS +COMIC would require beam-switching observations, but this is not possible with the current ADONIS setting. We therefore recommend to calibrate the close background emission by measuring it regularly (less than every hour or so) on a sky position empty of sources close to the object position. This appears particularly important if one wishes to observe extended sources like galaxies. The SED fitting procedure provides an approximate value for the visual absorption and the effective temperature. The access of the COMIC instrument to the $3 - 5 \mu\text{m}$ window will allow us to detect the presence of accretion disks around close binary components and study the relation of these disks with separation. A more precise determination of the spectral type of our binary targets will await the availability of the GraF adaptive optics infrared spectrometer.

7. Acknowledgements

The adaptive optics observations would not have been possible without the constant help and support of the ESO ADONIS team, and we are happy to thank here the ESO ADONIS team for its great help and enthusiasm during the run. Hervé geoffray acknowledges one year of ESO studentship during which this study has been performed.

8. References

- Devillard, N., 1997, *The Messenger*, 87, 19.
- Ghez et al. 1993, *AJ*, 106, 200
- Herbig, G.H., and Bell, K.R, 1988, *Third Catalog of Emission-Line Stars of the Orion Population*, Lick Observatory Bulletin series.
- Lacombe et al., 1997, submitted.
- Leinert et al. 1993, *A&A*, 278, 12
- Marco et al., 1997, submitted.
- Monin et al., 1997, in *poster proceedings of IAU symp. No. 182*, eds Malbet & Castets, (1997), p 230.
- Reipurth & Zinnecker 1993, *A&A*, 278, 81

Chapitre IV

Spécificités de l'observation IR à haute résolution

Chapitre IV

Spécificités de l'observation IR à haute résolution

Sommaire

IV.1 Généralités	117
IV.2 Soustraction du ciel	122
IV.3 Champs plats	136
IV.4 Photométrie	141
IV.5 Conclusion	149

Ce chapitre expose les procédures de calibrations nécessaires à la réduction des données. Les limites de ces calibrations sont discutées. En particulier, une quantification de l'erreur due aux effets non calibrables est systématiquement associée à ces calibrations.

Pour commencer, il est apparu important d'élargir l'exposé en considérant les difficultés de l'imagerie infrarouge dans un cadre général (section IV.1). En astronomie, les opérations de soustraction de l'offset du signal (soustraction de ciel) et de correction de gain pixel à pixel (correction de champs plats) représente une étape délicate (sections IV.2 et IV.3).

A ces spécificités de l'observation infrarouge s'ajoutent celles des observations en optique adaptative, qui apportent une complication supplémentaire. A ce titre, les performances de l'instrument COMIC+ADONIS seront discutées en terme de photométrie au paragraphe IV.3.1.

IV.1 Généralités

On peut donner une approximation linéaire de la réponse en flux d'un pixel (i,j) de la matrice et écrire que le signal vu en sortie du dispositif pour un flux incident ϕ s'exprime par (on suppose un temps d'intégration unité):

$$S_{i,j}(\phi) = S_{i,j}(\phi_0) + G_{i,j}(\phi - \phi_0)$$

Où ϕ_0 définit le flux de référence pour le domaine de linéarité en flux, $S_{i,j}(\phi_0)$ étant alors le signal vu en sortie du détecteur et correspondant à ce niveau de référence. $G_{i,j}$ est appelé le gain du pixel (i,j) .

Par suite, si l'on s'intéresse à un signal S qui se superpose au fond lui-même émissif, le signal vu par le pixel (i,j) de la matrice s'écrit:

$$S_{i,j}(\phi_{s+fond}) = S_{i,j}(\phi_{fond}) + G_{i,j}(\phi_{s+fond} - \phi_{fond})$$

Cela suppose évidemment que $\phi_{fond} > \phi_0$, c'est-à-dire que la partie utile du signal se situe dans le domaine de linéarité de la réponse en flux du pixel. La démarche des technologues est d'adapter le dimensionnement de l'étage d'entrée du dispositif au flux de fond. A titre d'exemple, le détecteur COMIC a été conçu pour des flux de fond de l'ordre de 10^{10} phot/s.pix et pour répondre de manière linéaire à partir de tels flux. Nous avons montré au chapitre II qu'on peut étendre ce domaine de validité jusqu'à des flux de l'ordre de 10^7 phot/s.pix. Je rappelle ici que les problèmes de linéarité¹ sont dus à l'étage d'entrée du circuit de lecture, inadapté pour intégrer les ordres de grandeur de courant débités par les diodes photovoltaïques alors de l'ordre du picoampère² (voir paragraphe II.3.2.1).

Les matrices de détecteurs de type NICMOS ou SBRC ont été conçues pour répondre à des conditions de très faibles flux. La diode elle-même sert de site de stockage (pour une description plus complète du mode de fonctionnement de l'étage d'entrée de ces dispositifs, voir le paragraphe VI.2). Rien ne différencie les charges créées par excitation thermique et les charges créées par photoexcitation: le détecteur est donc *a priori* linéaire (en flux) "à partir" du courant d'obscurité.

La dynamique en flux dépend ensuite de la dynamique en charge et du temps d'intégration minimum accessible qui dépendent pour la première de l'application envisagée et pour la seconde de la technologie. Compte tenu du fait que la **détection** est dans la plupart des cas le but recherché, rappelons que la dynamique en charge du dispositif doit tenir compte des exigences suivantes:

- le flux de fond ϕ_{fond}
- le temps d'intégration BLIP (Background Limited Infrared Photodetector), que l'on pourrait qualifier de temps d'intégration nominal (noté $t_{nom, BLIP}$)³. C'est le temps d'intégration maximum (au sens d'acceptable) nécessaire pour se ramener à la limite intrinsèque de détection, imposée par le bruit poissonnien des photons du fond.
- la dynamique de l'étage de sortie en dB (voir paragraphe II.3.2.3) qui s'exprime par le rapport dynamique de sortie/bruit de lecture, les deux grandeurs étant indifféremment exprimées en mV (pour les technologues) ou en charge (pour les astronomes), ce qui s'écrit dans ce dernier cas:

$$D = \frac{Q_{tot}}{RON_{e-}}$$

Les deux premiers paramètres sont une contrainte de l'application, le dernier est imposé par la technologie. Ce qui donne les conditions:

$$RON_{e-} < \sqrt{t_{nom, BLIP} \phi_{fond}}$$

soit la contrainte sur Q_{tot} :

$$t_{nom, BLIP} \phi_{fond} < Q_{tot} < D \sqrt{t_{nom, BLIP} \phi_{fond}}$$

1. qui se répercutent dans de très fortes dispersions de réponses
 2. à plus faible flux intervient un phénomène d'ébasage en charge dû à la technologie CCD (voir paragraphes II.3.3.1 et VI.2)
 3. les astronomes ont d'ailleurs la fâcheuse tendance à oublier cette contrainte...

ce qui revient à ajuster la dynamique en charge pour être limité par le bruit de photon du fond en un temps d'intégration $t_{nom, BLIP}$. A noter qu'une solution existe sous la condition:

$$t_{nom, BLIP} < \frac{D^2}{\phi_{fond}}$$

Pour avoir la plus grande dynamique possible, il faut se placer à $Q_{tot} \simeq D\sqrt{t_{nom, BLIP}\phi_{fond}}$, ce qui donne une limite supérieure pour la dynamique en flux:

$$\phi_{max} = D\sqrt{t_{nom, BLIP}\phi_{fond}}/t_{min}.$$

Il peut être souhaitable d'augmenter cette limite supérieure, au détriment d'une situation BLIP: le dispositif sera limité alors par le bruit de lecture. En tenant compte de la contrainte due au temps d'intégration nominal, un gain en dynamique d'un facteur α (>1) va entraîner une perte en rapport signal bruit par rapport au cas BLIP de $\simeq 1/\alpha$. Dans toute cette discussion, c'est le temps d'intégration nominal qui dicte ses exigences, et qui représente le facteur limitatif. En astronomie infrarouge, c'est une contrainte réelle liée essentiellement à la vitesse de chopping/nodding (voir paragraphe IV.2) à laquelle s'ajoutent les contraintes de l'observation par l'optique adaptative. Cette dernière est due à la variabilité de la correction (voir chapitre 5) qui impose un compromis entre piqué des images et temps d'intégration. Le temps d'intégration étant limité, le temps de lecture va jouer un rôle primordial dans ce type d'application (l'observation IR en astronomie), ce qui la rapproche, de fait, des applications terrestres¹. C'est sans doute par mimétisme avec l'observation visible, où les temps d'intégration sont "aussi longs qu'on veut", directement transposables en observations infrarouges spatiales, que la contrainte du temps d'intégration nominal est passé "à la trappe".

Non-uniformité et bruit spatial

Dans le domaine des applications terrestres, la non-uniformité de la réponse pixel à pixel apparaît comme le facteur limitatif des performances des dispositifs IR (Mooney & Shepherd 1996). L'exigence des scènes à faibles contrastes nécessite une excellente correction de la non-uniformité. L'erreur commise sur cette correction est à l'origine d'un bruit, que l'on peut qualifier de bruit spatial (que nous allons définir), qui s'ajoute aux autres sources de bruit, qui sont, rappelons-le, d'origine temporelle (bruit de lecture et bruit de Poisson par exemple), et dégrade les performances des dispositifs. Les prédictions théoriques et les méthodes de caractérisation de ce bruit sont à l'origine de nombreuses publications (Gopal (1994), Gopal (1995), Gopal (1996)), (Broekaert & Noel Du Payrat 1994) et (Schulz & Caldwell 1995)). Nous définissons non-uniformité et bruit spatial de la manière suivante:

- La non-uniformité au sens large se définit par les variations de signal pixel à pixel en sortie du dispositif, après moyennage dans le temps.
- Le bruit spatial est le bruit qui subsiste après correction des non-uniformités de réponse pixel à pixel.

Quelle sont les différentes méthodes de correction (de la réponse pixel à pixel)? La plus simple est évidemment la correction d'ordre 1 qui revient à linéariser la réponse. On peut aussi utiliser une correction d'ordre 2. Il convient de choisir en tenant compte du dispositif et de la dynamique utilisée. La première cause de bruit spatial est une correction inadaptée. C'est le cas par exemple lorsqu'une correction d'ordre 1 est appliquée à une réponse non linéaire. L'autre cause de bruit spatial est due à une variation des conditions de fonctionnement entre le moment où a été faite la calibration et le

¹. et justifie le choix de la cible COMIC, voir paragraphe II.4

moment où elle est appliquée. C'est le cas lorsque le système est soumis à un bruit en $1/f$, par exemple, dû à une variation de la température du plan focal ou à une dérive de l'électronique. Ou lorsque la température de la source a changé, ce qui revient à un changement dans la distribution spectrale d'énergie moyenne et donc à une réponse *a priori* différente. Le terme bruit spatial fixe parfois utilisé est donc un terme restrictif qui ne s'applique que lorsque les conditions de fonctionnement ne changent pas. Il concerne plutôt une caractéristique intrinsèque du dispositif, comme par exemple une réponse non linéaire.

Origine des non-uniformités

Nous allons dresser une liste des différentes sources de non-uniformités:

- Variation du volume détecteur. Dans le cas des diodes photo-voltaïques, elle est essentiellement due à:
 - une variation des longueurs de diffusion, due à des variations de dopage (voir paragraphe II.2.1.4).
 - une variation de l'épaisseur de la couche détectrice (substrat inhomogène, voir paragraphe II.1.2.1, qualité de l'épitaxie)

Ces variations modifient le terme constant (collection des charges d'obscurité) et la réponse pixel à pixel. Cette dernière ne dépend pas du flux. Les non-uniformités résultantes sont donc *a priori* corrigées à l'ordre 1. Elles sont en outre de basse fréquence spatiale.

- Variation du dopage. Cette cause de non-uniformité n'est pas indépendante du point précédent puisque une variation du dopage influe sur le volume collecteur. Elle a aussi pour effet d'introduire une dispersion sur la longueur d'onde de coupure (voir paragraphe II.2.1.1). Par exemple une variation de la composition métallurgique:
 - de 1% à $x=31\%$ ($\lambda_c = 5\mu m$) donne un $\Delta\lambda = 0.25\mu m$ à 77K.
 - de 1% à $x=50\%$ ($\lambda_c = 2.2\mu m$) donne un $\Delta\lambda = 0.005\mu m$ à 77K.

La non-uniformité qui résulte de la variation de longueur d'onde de coupure dépend de la distribution spectrale d'énergie de la source. Elle est de basse fréquence spatiale.

- Courants de fuite. Ils donnent lieu à de forts courants d'obscurité sur certains détecteurs généralement isolés. Ils contribuent donc à un terme constant mais sont difficilement corrigables parce que soumis à un bruit en $1/f$.
- Rémanence. Cette non-uniformité est due à un piégeage de charge au niveau du pixel dont l'échelle de temps peut varier de quelques secondes à plusieurs jours. Dans le cas de la cible NICMOS, elle correspond à un phénomène de polarisation du substrat en Saphir. Elle donne essentiellement un terme constant (rémanence à court terme) à environ 0.5% du signal. Nous avons aussi observé des dégradations locales de réponse, transitoires, mais sur une période de plusieurs jours, qu'il était difficile de corriger¹.
- Dispersion des caractéristiques des étages d'entrée. Ce point a été traité en détail pour le cas particulier de la cible COMIC (voir II.3.2.1). Il peut introduire des non-linéarités ainsi que des pixels fortement bruités (bruit $1/f$). Cette non-uniformité se caractérise par sa haute fréquence spatiale.

1. L'oeil du lecteur averti aura détecté quelques anomalies sur des images du chapitre V, notamment figure V.4

- Pixels non identiques. La conception des circuits implique souvent d'avoir recours à des duplications de motif par réflexion. Cela va donner naissance à des effets de colonnages ou de lignages. Ces non-uniformités haute fréquence se corrige à l'ordre 1.
- Efficacité de transfert. La non-uniformité à laquelle elle donne naissance n'existe que pour les dispositifs à transfert de charge. Elle donne un signal aux comportements éminemment non linéaires.
- Bruit en $1/f$ des étages de sortie. C'est l'étage de reset dans le cas particulier de la cible COMIC (voir paragraphe II.3.2.3). Cette non-uniformité qui peut être de haute ou basse fréquence est difficilement corrigeable.
- Transmission des optiques. La variation de transmission des optiques sur le champ produit une non-uniformité de réponse des détecteurs à basse fréquence. Une correction à l'ordre 1 est en principe suffisante pour la supprimer.
- L'ombrage en \cos^4 : l'angle solide sous lequel est vu le fond instrumental varie suivant la position du pixel sur le dispositif, ce qui donne un profil d'émission en \cos^4 . Cette dernière contribution est de basse fréquence et facilement identifiable. Elle est corrigée à l'ordre 1.
- Le fond instrumental. Il est susceptible de varier sur l'étendue du champ, entraînant des non-uniformités sur le terme constant qui peuvent être importantes.
- Surface de détection impropre. La présence de poussière ou autre (tache d'humidité par exemple) contribue à diminuer la réponse des détecteurs. Ces défauts sont donc essentiellement accidentels. Ils sont cependant difficilement corrigeables et rentrent dans la catégorie "cosmétique".

Cette liste est avant tout qualitative, mais elle illustre le fait que les sources de non-uniformité sont multiples, et surtout que ces non-uniformités sont propres à l'instrument dans sa totalité, de la caméra elle-même (détecteur, électronique, optique, cryogénie) et de l'environnement de celle-ci.

La nature des sources de non-uniformité permet d'avoir une information qualitative sur le bruit spatial qu'elles sont susceptibles d'engendrer. Comme nous l'avons déjà dit, les non-uniformités qui peuvent donner naissance à un bruit spatial fixe (c'est-à-dire indépendant des conditions de fonctionnement) se situent au niveau du dispositif. Dans le cas de COMIC, le bruit spatial fixe peut être dû à des dispersions d'épaisseur de la couche détectrice, à des dispersions de composition métallurgique, et, à faible flux, à des dispersions dans les courants de fuite des diodes et dans les caractéristiques des étages d'entrée. Ce bruit spatial est corrigeable dès lors que la procédure qui sert à le calibrer est convenablement choisie.

Les sources prépondérantes de bruit spatial proviennent essentiellement de variations dans les conditions de fonctionnement. Parmi celles-ci, on peut citer:

- Bruit en $1/f$ au niveau du détecteur, essentiellement pour les diodes qui présentent un fort courant de fuite et l'étage de sortie du détecteur.
- Variation de température du plan focal. Une variation de température du plan focal peut entraîner un changement dans le courant d'obscurité d'obscurité, mais aussi de réponse (par exemple la longueur d'onde de coupure λ_c dépend de la température du plan focal -voir paragraphe II.2.1.1-). Ce changement dans les conditions de fonctionnement va contribuer à donner naissance à un bruit spatial.

- Dérive de l'électronique. Elle se traduit par exemple au niveau des tensions de polarisation, ou de l'offset et du gain de la chaîne de lecture. C'est une source de bruit spatial en $1/f$.
- Flexions de l'instrument. Elles sont susceptibles de changer le terme constant (émission instrumentale) mais aussi la réponse de la caméra (transmission des optiques)
- Température de scène. Sa contribution au niveau du bruit spatial vient d'un changement de réponse des détecteurs.
- Température et humidité externes qui, en variant, entraînent un changement du terme constant (fond émissif: instrument et ciel).

Il est certain que ces sources de bruit spatial peuvent être considérablement réduites en multipliant les procédures de calibration. Cela n'est pas toujours possible selon l'application envisagée. Parmi les points cités, seuls les deux derniers sont d'origine externe, les autres étant d'origine instrumentale. Il est alors préférable d'optimiser l'instrument de manière à n'être limité que par les contraintes externes. Dans la suite de cette section, nous verrons l'importance relative de chacune de ces contributions au bruit spatial dans le cadre des applications astronomiques.

IV.2 Soustraction du ciel

Pourquoi moduler en observation IR?

- La réponse immédiate vient de ce qui a été dit précédemment: pour supprimer dans l'image la contribution du fond émissif. Cette émission est de deux origines: l'émission du fond de ciel d'une part, et l'émission instrumentale d'autre part. Ces deux contributions sont bien sûr plus importantes en IR thermique qu'en IR proche.
- L'autre raison tire en partie son origine dans les dispersions de réponse des pixels. On se souviendra de la postface à la thèse de F. Lacombe (Lacombe 1986) qui avait pour intitulé "Gain multi-détecteur ou gain détecteur bi-dimensionnel?". Lacombe, en se plaçant sous l'angle de vue des performances du dispositif *seul*, souligne que les matrices de détecteur IR (de type CID-sat), par la dispersion des performances des différents pixels en terme de réponse continue¹, fournissent plus un gain multi-détecteur qu'un gain détecteur bi-dimensionnel (qui correspond au cas idéal d'uniformité de la matrice de détecteurs).

Rappelons (voir chapitre 2) qu'une telle dispersion subsiste dans les matrices de détecteurs nouvelle génération et qu'elle est subordonnée aux avancées technologiques en matière de contrôle de la composition métallurgique et d'épaisseur des couches épitaxiées. A noter aussi que dans le cas du HgCdTe, ce contrôle doit être d'autant plus strict que la longueur d'onde de coupure est élevée² (bien qu'elle soit d'autant plus délicate!): par exemple, à variation relative de composition métallurgique égale, la dispersion en longueur d'onde de coupure (et donc en réponse) est plus importante à $5 \mu\text{m}$ qu'à $2.5 \mu\text{m}$ (nous l'avons vu au paragraphe II.1.2).

1. c'est-à-dire le signal vu en sortie sous éclairage uniforme.

2. les dispersions de réponse continue/sensibilité observées sur le détecteur COMIC entre 1 et $3\mu\text{m}$ ne sont pas dues au matériau détecteur mais à une mauvaise adaptation du circuit de lecture à ces détecteurs (voir II.3.2.1)

A l'image de ce qui vient d'être dit, quiconque aura observé à la fois avec SHARP ($1-2.5\mu\text{m}$) et COMIC ($3-5\mu\text{m}$) aura constaté que la source "sort" plus facilement sur les images brutes dans le premier cas que dans le second.

Le rôle de la modulation est donc de supprimer le fond émissif vu en sortie du détecteur (c'est-à-dire le fond émissif "dispersé" par la réponse du détecteur au signal reçu), pour ne garder que le signal utile.

Cela revient à soustraire le terme $S_{i,j}(\phi_0) + G_{i,j}(\phi_{fond} - \phi_0)$ dans l'expression de la réponse en flux du pixel, qui contient les deux composantes précédentes. On peut remarquer qu'il est tentant, au cours d'une observation astronomique dans l'IR, de se laisser convaincre qu'un fort contraste de scène (l'observation commune de l'objet ponctuel) entraîne moins d'exigence sur la qualité de cette soustraction et tolère l'existence d'un bruit spatial. C'est en cela que le chopping simple constitue une approximation. Le chopping est une procédure automatique qui consiste à déplacer un miroir de champ sur un champ "vide". Ce champ "vide" sera ensuite soustrait au champ source. Cette opération revient donc à négliger le bruit spatial induit par les variations du fond instrumental sur l'étendue du champ. Nous allons voir dans la suite comment cette approximation se traduit en terme de rapport signal/bruit (cas particulier du bruit fixe). Afin de supprimer la contribution du fond instrumental, il faut avoir recours à la procédure de type chopping/nodding. Cette procédure est communément utilisée en mode automatique en IR thermique au moyen d'un miroir secondaire vibrant. Elle n'est pas implantée sur l'instrument d'optique adaptative. Nous analyserons les résultats obtenus lorsque cette procédure est effectuée "à la main".

IV.2.1 Exemples de variation d'émission du fond en M, aspect temporel et spatial

A titre d'exemple, nous allons considérer l'acquisition en M de deux cubes d'image, afin de déduire les variations temporelles et spatiales (c'est-à-dire sur l'étendue du fond vu par la caméra) du fond de ciel et du fond instrumental.

Sur le premier exemple, l'acquisition est organisée selon une procédure de chopping simple, de séquence '01' (0: position "off" ou émission du fond, 1: position "on" ou source (voir paragraphe III.1)), et contient 40 séquences et 8 images par séquence (pour une description des modes de fonctionnement de la caméra, voir le paragraphe III.1). Le temps de pose est de 500ms. Le tableau IV.1 récapitule le mode d'observation.

Séquence	Nombre de séquences	Nombre d'images par pas	offset chopping	temps d'intégration
'01' (C)	40	4	$\alpha = 15''$, $\delta = 0$	500ms

Tableau IV.1 – Mode d'observation de l'exemple considéré

La figure IV.1 représente le signal moyen enregistré sur tous les pixels de la mosaïque en fonction du temps. On remarque les points suivants:

- des discontinuités de signal entre les positions "on" et "off" dues pour la plus grande part aux variations de fond instrumental entre ces deux positions, et dans une moindre mesure aux variations de fond de ciel pendant le temps de commutation on-off.

- des variations sur des courtes échelles de temps, c'est-à-dire sur un pas de cycle, jusqu'à une dizaine d'ADU. Ces variations peuvent s'exprimer par une variance qui, moyennée sur tous les cycles, donne une valeur d'environ 5 ADU *rms*.

Ce dernier point permet de déduire l'erreur commise sur l'évaluation du fond pour les conditions d'observations (température, humidité) et la procédure de chopping choisi (0.25 Hz). Une limite inférieure pour cette erreur est donc de 5 ADU *rms*. Un fond résiduel va subsister dans l'image résultante "on"- "off". S'il s'agit d'un fond résiduel uniforme, ce à quoi on peut s'attendre si les variations mises en évidence sont dues à des variations de fond de ciel, il est facile de le soustraire par une méthode de type "méthode des histogrammes" (voir Lacombe (1986), Tessier (1993)).

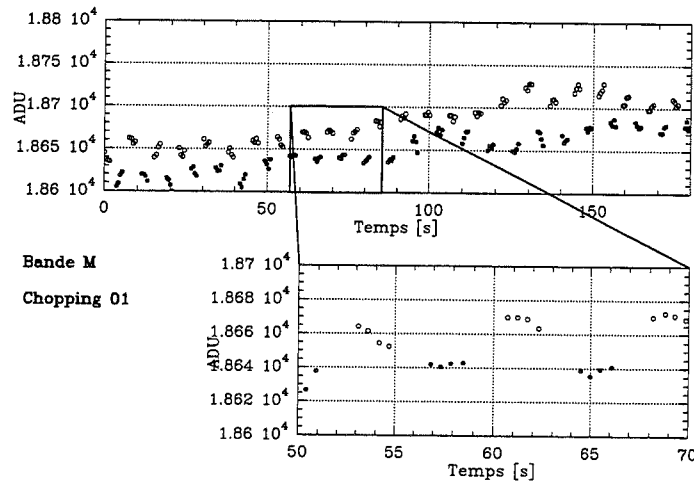


Figure IV.1 – Variation du fond émissif, instrumental et fond de ciel, sur une séquence d'acquisition en bande M. Aspect temporel. Ronds pleins: position "on". Ronds creux: position "off". L'humidité extrérior est de l'ordre de 10-20%.

En visualisant la variation moyenne (sur tout le champ) pose à pose, il est possible de mettre en évidence une forte variation du fond instrumental (figure IV.2). On met en évidence cette dernière lors des commutations "on" à "off" (ou inversement): elle vaut environ 30 ADU sur l'étendue du champ d'imagerie. La dispersion obtenue sur ces variations est compatible avec les dispersions de variations de fond de ciel pose à pose (il existe un facteur $\simeq 2$ entre les deux, puisque le temps qui sépare deux points est de 500ms, et le temps de commutation d'environ 2s).

La figure IV.3 permet une approche "en bloc" des différentes causes de variations. Sur cette figure est représentée la moyenne du signal sur l'ensemble des pixels de l'image (soit $\simeq 16000$ pixels) en fonction de la moyenne du signal sur une portion de l'image (constituée d'environ 5000 pixels et "vide" de source) pour chaque pose qui constitue le cube. Le fait de prendre la valeur moyenne du signal sur un nombre important de pixels permet d'atteindre des rapports signal/bruit confortables¹.

1. Rappelons que pour un fond à B_{adu} de signal, le bruit sur ce signal constitué du bruit poissonnien et du bruit de lecture vaut:

$$\sigma = \sqrt{\frac{B_{adu}}{G} + RON^2}$$

G étant le gain en électron/ADU et RON le bruit de lecture. Soit pour un signal moyen de 19000 ADU, $\sigma = 17$ ADU *rms*, qui, moyennée sur 5000 pixels, bien que de réponses différentes, donne un sigma équivalent inférieur à 1 ADU *rms* (loi des grands nombres).

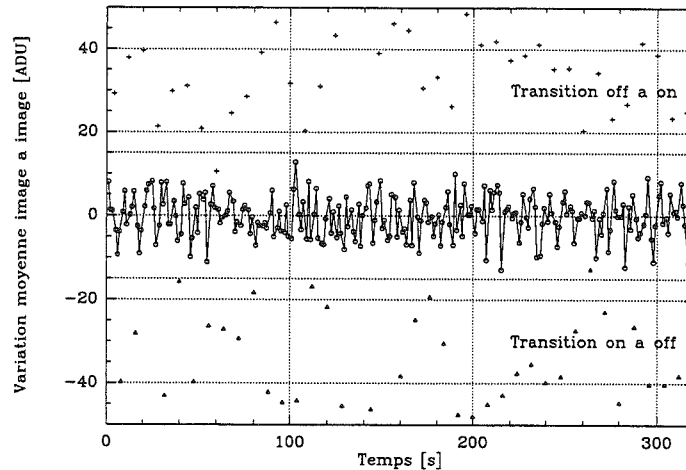


Figure IV.2 – Variation pose à pose du fond émissif, instrumental et fond de ciel, sur une séquence d’acquisition. Aspect temporel. Ronds: variation en position “on” ou “off” dues aux variations de fond de ciel, triangles: variation “on” à “off”, croix: variation “off” à “on”

Les deux distributions de la figure IV.3 correspondent aux positions “on” et “off” du miroir de champ. L’extension de chacune de ces distributions traduit le domaine de variation du fond de ciel, de l’ordre de 100 ADU moyenné sur tous les pixels. L’écart entre les deux distributions souligne la différence de fond instrumental entre les deux positions “on” et “off”. Suivant la section d’image considérée, il prend des valeurs distinctes: la valeur moyenne de l’émission instrumentale sur la durée de l’acquisition, position “on” relativement à la position “off”, est d’environ -20 ADU sur la totalité des pixels et d’environ +40 ADU sur la distribution partielle de pixels. Cela souligne les écarts importants qui existent spatialement dans l’émission instrumentale sur l’étendue du champ de la caméra.

En outre, un ajustement linéaire a été effectué sur les points qui constituent un pas de séquence (par groupe de quatre). Le changement de pente de cet ajustement (de l’ordre de 25%), est attribuable aux variations (intégrées sur la figure) de la composante spatiale du fond instrumental d’une pose à l’autre¹.

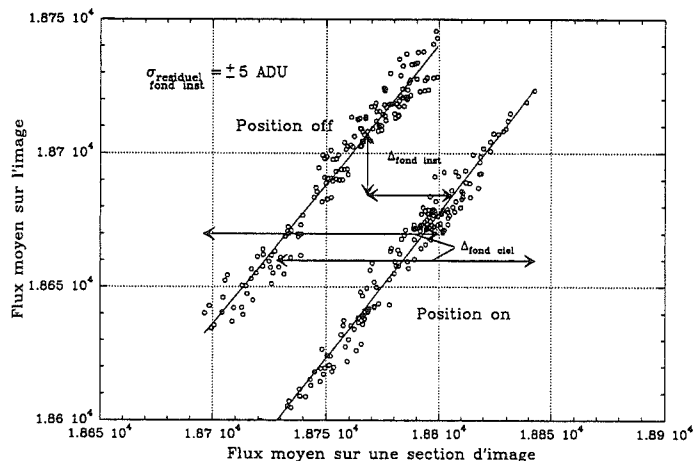


Figure IV.3 – Variation du fond émissif, instrumental et fond de ciel (bande M)

1. en supposant négligeables les variations spatiales de fond de ciel.

Cet exemple, bien qu'abordé de manière qualitative, a permis de mettre en évidence deux composantes dans la variation du fond:

- une variation temporelle du fond de ciel, en moyenne de 4 ADU pose à pose (2Hz).
- une variation spatiale du fond, attribuée au fond instrumental. Celle-ci varie aussi sur des courtes échelles de temps. Une approche quantitative de cette variation est délicate. Son résultat sur les images obtenues sera considéré plus loin dans ce paragraphe.

Sur le deuxième exemple, le mode de chopping triple a été choisi. La séquence utilisée est du type '0101'. Le ciel est enregistré sur deux positions symétriques par rapport à la source. La procédure d'observation est regroupée sur le tableau IV.2

Séquence	Nombre de séquences	Nombre d'images par pas	offset chopping	temps d'intégration
'0101' (T)	4	16	$\alpha = 0''$, $\delta = 10''$	500ms

Tableau IV.2 – Mode d'observation de l'exemple considéré

Contrairement à l'exemple précédent, la variation de l'émission de fond est dominée par le fond de ciel (figure IV.4). Cette variation est importante, de l'ordre 1500 ADU. La mauvaise adaptation de la procédure d'acquisition aux conditions extérieures est clairement mise en évidence. On retrouve le résultat précédent en ce qui concerne les variations spatiales du fond instrumental pose à pose sur la figure IV.5. Sur cette figure apparaît une séquence '010' correspondant aux trois positions, off1, on et off2. Les différences de fond instrumental, les variations de ce fond instrumental et les variations de fond de ciel pose à pose sont clairement mises en évidence. Le sigma sur la variation du fond instrumental pose à pose, qui se rapporte à une valeur intégrale sur des zones d'images bien définies, est obtenu en considérant le sigma résiduel de la régression linéaire. Il est d'environ 3 ADU *rms*.

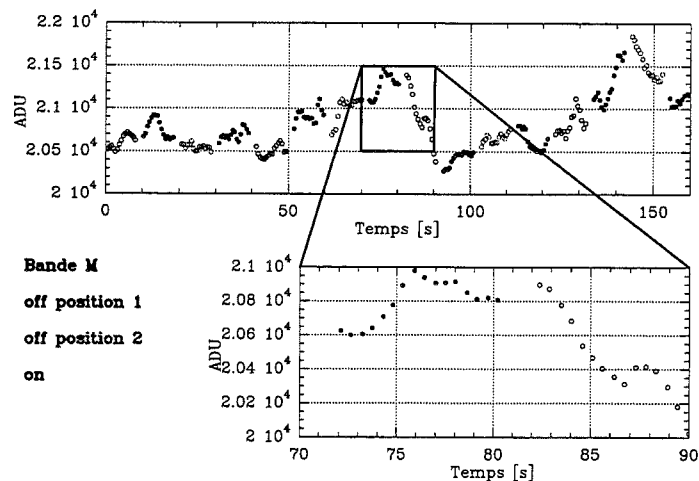


Figure IV.4 – Un autre exemple de variation du fond émissif, instrumental et fond de ciel, sur une séquence d'acquisition en bande M. Aspect temporel. Ronds pleins: position "on". Ronds creux: position "off1" et "off2". Les conditions d'humidité sont ici peu favorables, cf IV.1 (humidité supérieure à 50%).

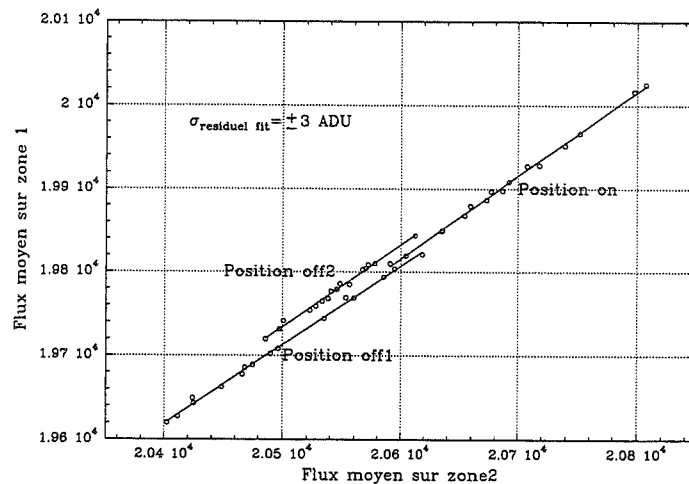


Figure IV.5 – Un autre exemple de variation spatiale du fond émissif, instrumental et fond de ciel (bande M)

Les enseignements que l'on peut tirer de ces deux exemples sont les suivants:

- La contribution du fond instrumental est forte. Sa variation importante sur le champ ne donne aucun avantage au chopping triple par rapport au chopping double.
- La structure spatiale du fond instrumental varie pose à pose.
- La variation d'émission du fond est de 4 ADU pose à pose ($\sigma=3$ ADU *rms*) pour le premier exemple, de 45 ADU ($\sigma=40$ ADU *rms*) pour le deuxième. La fréquence d'échantillonnage de cette variation est dans les deux cas de 2Hz.

IV.2.2 Efficacité d'une procédure de type nodding

La procédure de nodding consiste en l'acquisition de l'image de l'émission du fond instrumental. En effet, lors d'une procédure de chopping, le déplacement du miroir de champ d'une position "on" à une position "off" implique un changement de fond instrumental vu par la caméra. Nous avons vu par ailleurs que l'émission du fond instrumental n'est pas uniforme sur le champ (voir paragraphe III.3.3). Par suite, la soustraction des images obtenues dans chacune des positions "on" ou "off", bien que supprimant la contribution du fond de ciel (aux variations près de celui-ci, pendant le temps de commutation entre les positions "on" et "off"), ne permet pas de supprimer la contribution du fond instrumental dans l'image. Il restera dans l'image la différence d'émission du fond instrumental entre les positions "on" et "off". Cette contribution peut être obtenue en dépointant le télescope, et en répétant, sur le ciel, la séquence d'observation précédemment effectuée sur l'objet.

Il s'agit dans ce paragraphe de tester l'efficacité d'une telle procédure à partir de données de test. L'observation s'est déroulée de la manière indiquée dans le tableau IV.3. Elle consiste en la répétition d'une séquence d'acquisition d'images (tableau IV.4) alternativement sur l'objet et le ciel.

Les images réduites obtenues respectivement sur le ciel et l'objet à partir des séquences 1 et 2 sont représentées sur la figure IV.6. L'émission due au fond instrumental est importante. Son amplitude crête à crête est de +/- 350 ADU pour une valeur moyenne de -50 ADU (qui inclut pour une grande partie les différences de fond de ciel entre position "on" et "off", le temps séparant les séquences sur chaque position n'étant pas optimisé, de l'ordre de 20s) et sa dispersion de 130 ADU *rms* sur toute

	heure	objet
séquence 1	2:14	nodding
séquence 2	2:18	objet
séquence 3	2:21	nodding
séquence 4	2:24	objet
séquence 5	2:27	nodding

Tableau IV.3 – Mode d'observation de l'exemple considéré

Séquence	Nombre de séquences	Nombre d'images par pas	offset chopping	temps d'intégration
'01' (C)	3	20	$\alpha = 12''$, $\delta = 12''$	1s

Tableau IV.4 – Mode d'observation de l'exemple considéré

l'image. On peut aussi remarquer une translation selon les deux axes de l'image du fond instrumental en position "ciel" par rapport à l'image de l'émission instrumentale en position "objet". Cette translation est plus visible sur la figure IV.7 qui donne une coupe transversale en ligne et en colonne de chacune des images. Cette translation peut être attribuée au recentrage par le miroir de tilt de l'étoile de référence sur l'axe optique de l'analyseur de front d'onde (la position du miroir tilt "au repos" ne fait pas coïncider l'axe optique de la voie image avec celui de l'analyseur de front d'onde). La compensation appliquée par le miroir tilt est généralement de quelques pixels selon les deux directions (α, δ), soit quelques dixièmes de seconde d'arc.

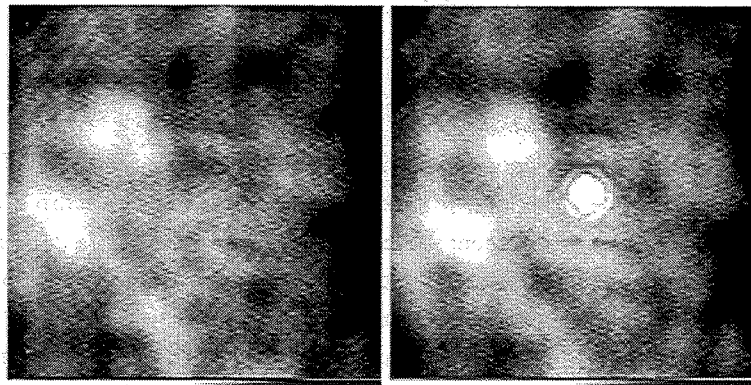


Figure IV.6 – Image résultante de la séquence réalisée sur l'objet, à droite, et sur la séquence de nodding, à gauche.

Après recentrage d'une image sur l'autre, on obtient les coupes en ligne et en colonne représentées figure IV.8. L'image résultant de la soustraction des images recentrées est donnée figure IV.9. Une statistique sur le "fond" résiduel de l'image donne une dispersion de 40 ADU pour un signal d'amplitude crête à crête de +/- 100 ADU. La procédure de type nodding n'est donc que très partiellement efficace.

On peut mettre en cause en premier lieu une variation dans le fond instrumental dans le temps qui sépare deux acquisitions. Des flexions dans le banc paraissent peu probables au vu des échelles de

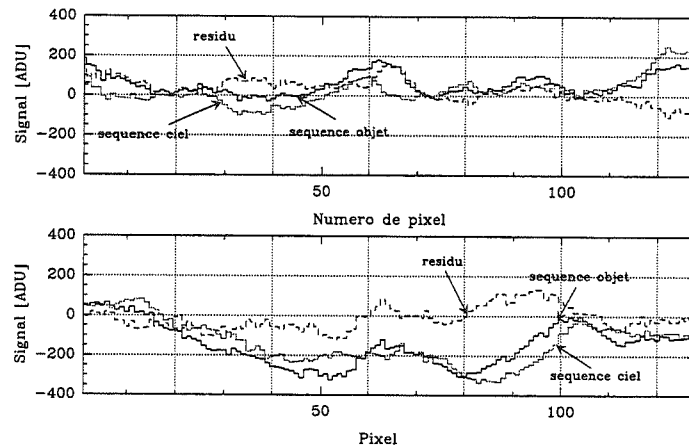


Figure IV.7 – Coupes transversales de l'image réalisée sur la séquence objet et sur la séquence de nodding. En haut: coupe en ligne. En bas: coupe en colonne. Ces coupes mettent en évidence un décalage dans l'émission du fond dû, au premier ordre, à une différence entre la position du miroir "tilt" au repos et la position du miroir "tilt" actif.

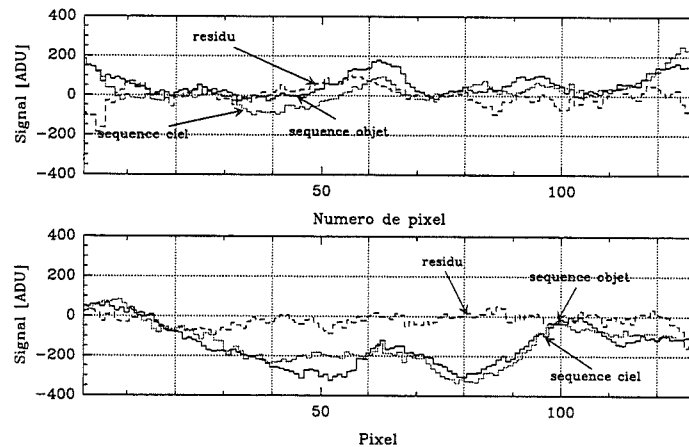


Figure IV.8 – Ajustement des coupes transversales considérées précédemment après "rattrapage" du décalage de l'émission du fond du au miroir "tilt". Cette procédure laisse un résidu.

variations de l'ordre de 15 pixels.

Une vérification supplémentaire consiste à soustraire deux images de fond instrumental obtenues lors de séquences de nodding contiguës (séquence 1 et séquence 3), pour donner un ordre de grandeur sur les effets systématiques qui seraient à l'origine de l'échec partiel de la procédure.

Dans ce cas, le résultat de la soustraction s'avère satisfaisant. L'image résultante, dominée par un bruit basse fréquence¹, a été filtrée par un filtre médian (figure IV.10).

Le bruit spatial est inférieur à 2 ADU *rms* pour une amplitude crête à crête de +/- 1 ADU. Ce bruit résiduel peut être attribué soit à une limite de la procédure de chopping (mauvaise correction du fond de ciel), soit à une variation du fond instrumental. Des résultats similaires sont obtenus en compa-

1. d'origine inconnue, ce bruit BF est présent dans ces données, alors qu'il n'avait pas été mis en évidence lors d'autres nuits de test

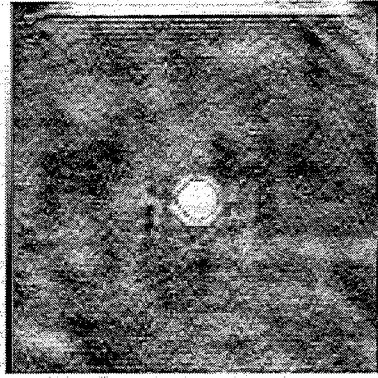


Figure IV.9 – Résidu spatial après soustraction de l'image résultante de la séquence de nodding, à l'image résultante de la séquence "objet". Bien que les images aient été traduites l'une par rapport à l'autre pour "rattraper" le décalage de l'émission du fond dû au miroir "tilt", un résidu spatial de 40 ADU rms (pour un temps de pose de 1s) subsiste.

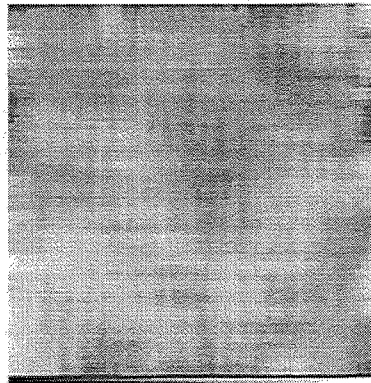


Figure IV.10 – Soustraction de 2 images résultantes d'une séquence de nodding (optique adaptative inactive). Le bruit spatial sur le champ est inférieur à 2 ADU rms (pour un temps de pose de 1s).

rant l'image du fond instrumental correspondant à la séquence 5 et celle correspondant à la séquence 3.

A l'opposé, la soustraction de deux images de fond instrumental obtenues sur des séquences "objet" laisse persister un bruit spatial important IV.11. Il vaut alors environ 7 ADU rms et son amplitude crête à crête est de +/- 20 ADU. Ce bruit spatial résiduel est donc imputable au processus de correction proprement dit. En effet, on conçoit très bien que les mouvements des miroirs tilt et déformables induisent des variations de fond instrumental vu par la caméra. Une analyse image par image permet de mettre en évidence ces variations, après application d'un filtre médian. La représentation choisie sur les figures IV.3 et IV.5 soulignait ce phénomène. Ces figures doivent se comparer à la figure IV.12. Cette dernière permet de vérifier ce qui a été dit précédemment, à savoir que les variations de pente d'un cycle à l'autre, absentes dans le cas d'une séquence sur le ciel, sont dues à des variations dans le fond instrumental. Les écarts par rapport à la régression linéaire¹ sont plutôt attribuables au bruit basse fréquence mis en évidence précédemment, ou à des fluctuations de fond de ciel.

1. de fait, faire passer une régression linéaire par les points qui constituent une séquence n'a pas vraiment de sens. C'est tout au plus un bon moyen de visualiser ces ensembles de points

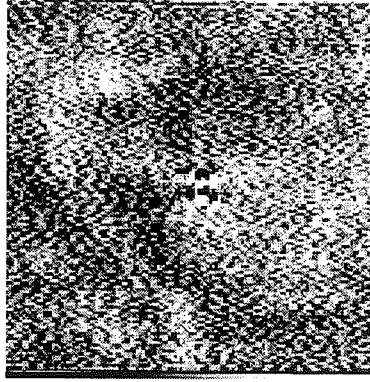


Figure IV.11 – Soustraction de 2 images résultantes d’une séquence “objet” (optique adaptative active). Le bruit spatial sur le champ est de 7 ADU rms (pour un temps de pose de 1s).

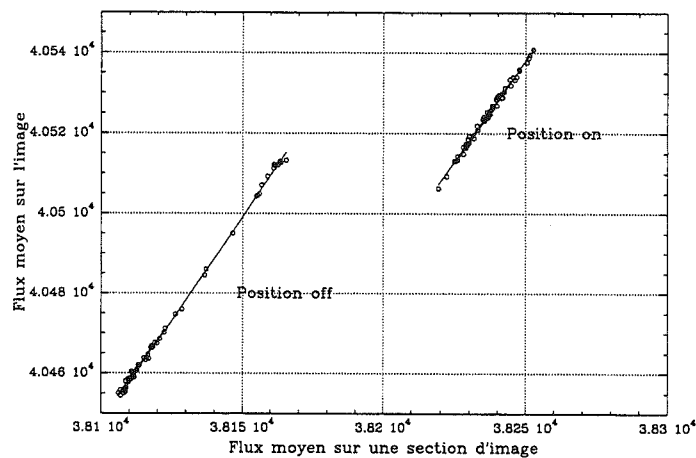


Figure IV.12 – Variation spatiale du fond émissif, instrumental et fond de ciel (bande M) avec optique adaptative inactive

IV.2.3 Influence de la correction sur le bruit de signal

La question qu’on peut alors se poser est la suivante: comment le “brouillage” du fond instrumental, induit par la correction, se traduit-il en terme de perte de performances?

Dans ce paragraphe, nous allons mener un raisonnement temporel, identique à celui mené au paragraphe III.2.1.5 et extraire le bruit de signal dû au fond sur l’ensemble des cubes d’images correspondant aux positions “off”, acquis au cours d’une nuit d’observation. Ces cubes sont pris successivement sur l’objet, et sur le ciel, selon la procédure de nodding décrite précédemment. Dans le premier cas, le système de correction par l’optique adaptative est actif, dans le second, il ne l’est pas. La figure IV.13 montre le bruit associé au signal dû à l’émission du fond, dans les bandes photométriques L’ et M. Les temps d’intégration (en seconde) correspondant à chaque point de mesure sont indiqués entre parenthèses et la limite correspondant au bruit de lecture + bruit poissonnien est tracée en pointillés. Le bruit de signal obtenu sur l’échantillon est situé bien au delà de la limite BLIP. Plusieurs raisons peuvent expliquer cela:

- un bruit basse fréquence d’origine électronique. Ce point a déjà été évoqué au paragraphe

III.2.1.5. On avait trouvé un bruit de signal supérieur à la limite BLIP d'un facteur 1.6. Il n'est pas exclu que la présence d'un tel bruit explique en partie l'excès de bruit de signal, mais il ne peut en être l'unique raison.

- les fluctuations temporelles du fond de ciel sur l'étendue du champ (nous avons mis en évidence la stabilité du fond instrumental au paragraphe IV.2.2). Cependant, la forte corrélation qui existe entre le signal dû au fond et le bruit temporel associé à ce signal, identique quelle que soit la bande photométrique, est délicate à expliquer. En effet, des fluctuations d'origine thermique ou d'origine émissive sont en première approximation indépendantes de la bande photométrique.

Rapporté à un temps d'intégration de 1s, on obtient des variations d'environ 16 ADU *rms* (pour un signal de fond de l'ordre de 7500 ADU) en bande L' et des variations d'environ 35 ADU *rms* (pour un signal de fond de l'ordre de 34000 ADU) en bande M.

L'effet caractéristique qui apparaît cependant sur la figure IV.13 est une augmentation du bruit de signal entre l'acquisition sur l'objet (système d'optique adaptative actif) et l'acquisition sur le ciel (système d'optique adaptatif inactif). Le bruit additionnel mesuré, ramené à la seconde, vaut environ 5 ADU *rms* en bande L' et 15 ADU *rms* (et jusqu'à 25 ADU *rms*) en bande M, sur l'ensemble des pixels de la caméra.

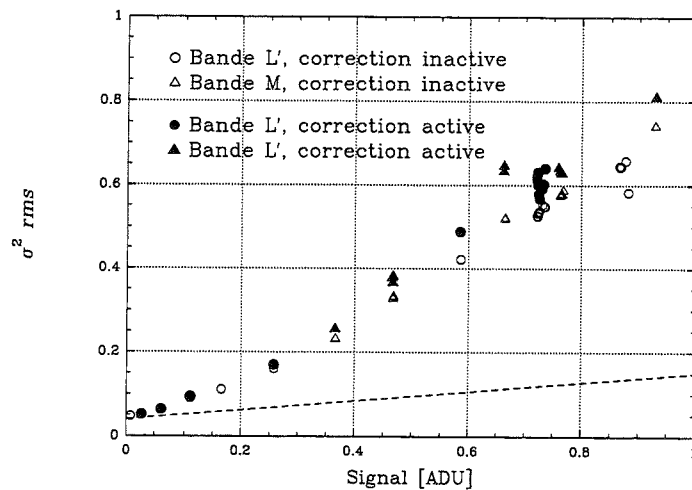


Figure IV.13 – Comparaison du bruit de signal de fond, optique adaptative active et optique adaptative inactive

L'effet de brouillage apparaît de manière évidente sur les cartographies de bruit en signal. La figure IV.14 permet une comparaison des cartographies de bruit de signal lorsque la correction est inactive (figure IV.14-a) et lorsque la correction est active (figure IV.14-b), en bande M. Sur la figure IV.14-a, on peut voir la dispersion en bruit correspondant aux dispersions de réponse du détecteur. La figure IV.14-b montre que la correction a pour conséquence d'introduire une structure spatiale dans l'image de bruit. On observe alors un bruit moyen de 56 ADU *rms* avec des maxima et des minima de bruit de l'ordre de 45 et 70 ADU *rms* respectivement. Nous retrouvons ici la contrepartie en terme de fluctuations temporelles de ce qui a été mis en évidence spatialement au paragraphe IV.2.2 sur le signal moyen, les mouvements des miroirs tilt et déformable induisant des variations de fond instrumental vues par la caméra.

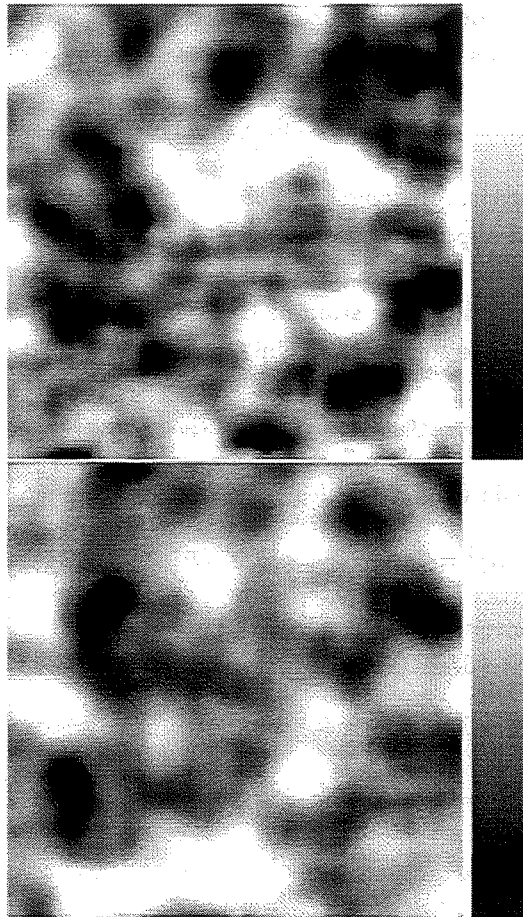


Figure IV.14 – *Effet du brouillage sur les cartographies de bruit de signal. a-correction inactive. b-correction active*

La cartographie IV.14-b est la même (à moins de 10% près sur toute l'image) pour des images cubes observées dans des conditions similaires. Une interprétation de ces cartographies est proposée dans le paragraphe suivant.

IV.2.4 Modélisation du phénomène de brouillage

Nous allons montrer, dans ce paragraphe, à partir d'un modèle simplifié, comment les ordres de grandeurs des fluctuations qui ont été mises en évidence précédemment peuvent être retrouvées à partir d'une image statique du fond instrumental et de la connaissance statistique des mouvements du miroir de tilt.

Roddier donne la loi de probabilité des mouvements du centre de gravité de l'image sous l'effet de la turbulence atmosphérique (Roddier 1981):

$$\mathcal{P}(\alpha) = \frac{1}{\pi\sigma_m^2} \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{\sigma_m^2}\right)$$

α' étant la déviation angulaire de l'image par rapport à sa position moyenne. Il obéit à une loi de probabilité gaussienne. σ_m est un paramètre qui caractérise la turbulence et qui a pour expression:

$$\sigma_m^2 \simeq 0.36 \left(\frac{\lambda}{D}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\lambda}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}}$$

Où D est le diamètre du télescope, λ la longueur d'onde et r_0 est le paramètre de Fried caractéristique de la turbulence. Notons le fait important que le paramètre σ_m est indépendant de la longueur d'onde¹. Le miroir de tilt "rattrapant" ces fluctuations, son mouvement obéit à la même loi de probabilité. Si $I_{statique}(\alpha)$ est la distribution d'intensité statique de la carte de fond instrumental, l'image longue pose que l'on va obtenir s'exprime comme le produit de convolution:

$$I_{moyen}(\alpha) = \int \mathcal{P}(\alpha') I_{statique}(\alpha - \alpha') d\alpha'$$

que l'on peut appeler l'image du fond "brouillée". La variance obtenue s'écrit à son tour:

$$\sigma(\alpha)^2 = \mathcal{P}(\alpha) * I_{stat}(\alpha)^2 - (\mathcal{P}(\alpha) * I_{stat}(\alpha))^2$$

où $*$ désigne le produit de convolution.

On peut interpréter ce qui a été décrit aux paragraphes IV.2.2 et IV.2.3 de la manière suivante:

- la procédure de nodding telle qu'elle a été décrite donne un résidu:

$$I_{residu}(\alpha) = (I_{moyen}^{on} - I_{stat}^{on}) - (I_{moyen}^{off} - I_{stat}^{off})$$

- le bruit de signal obtenu avec la correction active dans une position donnée ("off" pour reprendre l'analyse du paragraphe IV.2.3):

$$I_{bruit}(\alpha) = \sigma(\alpha)$$

$I_{residu}(\alpha)$ apparaît alors comme un bruit spatial fixe (qui ne se moyenne pas dans le temps). $I_{bruit}(\alpha)$ est un bruit temporel.

La figure IV.15 montre les cartographies obtenues par convolution du fond instrumental en L' au centre du champ de vue disponible²(voir la cartographie du champ complet sur la figure III.11) convoluée par une gaussienne de 2.5 pixels de fwhm. On fait alors la supposition que c'est le miroir M1, situé en amont du miroir tilt, qui est responsable des structures visibles dans l'image du fond instrumental. Pour des conditions typiques d'observation, c'est-à-dire un seeing de 1" ($r_0 \simeq 15cm$), on obtient un paramètre σ_m^2 d'environ $1.38 \cdot 10^{-12} \text{ rd}^2$. La figure IV.15 donne $I_{residu}(\alpha)$ et la figure IV.15b, $I_{bruit}(\alpha)$.

Le tableau IV.5 résume les résultats obtenus. Ces résultats sont du même ordre de grandeur que les résultats observés au paragraphe précédent avec les nuances suivantes:

- la différence de deux images brouillées, position "on" et "off" (voir IV.9), donne un bruit spatial qui s'additionne de manière constructive ou destructive. Il est donc délicat de relier la variance obtenue dans ce paragraphe (7 ADU *rms*) avec la variance obtenue au paragraphe IV.2.2. Cependant l'ordre de grandeur est raisonnable.

1. le processus de correction est achromatique

2. c'est-à-dire le champ de vue de la caméra centré sur le centre WFS

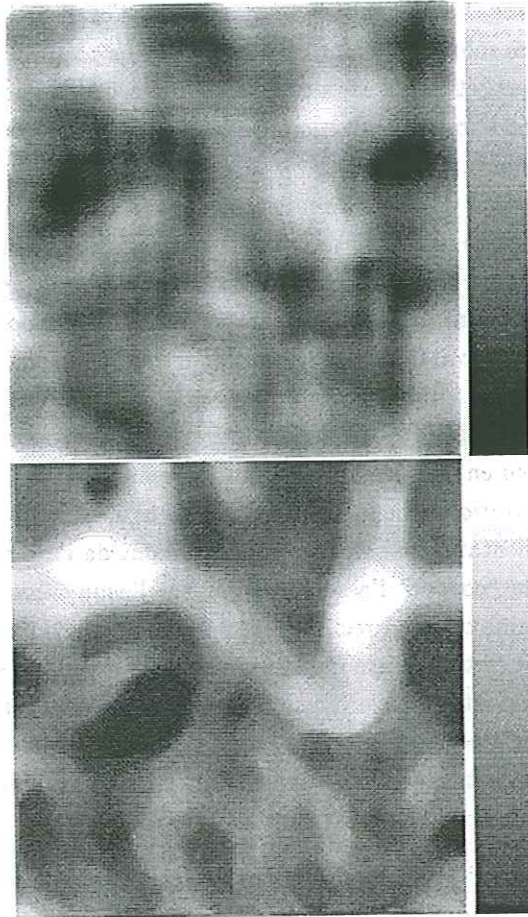


Figure IV.15 – Simulation de l'effet du brouillage sur le fond instrumental en bande L' (normalisé à 1s de temps de pose). a-image moins image brouillée b-sigma

- On trouve le même ordre de grandeur en terme de sigma entre ce qui a été observé (paragraphe IV.2.3) et l'évaluation proposée ici.
- des différences entre les cartographies de bruit de signal lorsque la correction est active (voir figure IV.14) peuvent être dues, par exemple, au fait que les images considérées ne sont pas des images longues poses (incomplétude de l'échantillon statistique) ou encore à des erreurs de corrections.

	moyenne (ADU)	σ (ADU rms)	min/max (ADU)
résidu	-	7	-30/+30
sigma	4	1.5	1/10

Tableau IV.5 –

IV.2.5 Limitation de l'optique adaptative dans le thermique

Nous avons vu dans les paragraphes précédents les limitations d'une correction de fond de ciel par une procédure de chopping ainsi que les limitations d'une correction de fond instrumental par

une procédure de type nodding. L'objet de ce paragraphe est d'exposer l'influence de ces limitations en terme de performance. Des solutions seront ensuite proposées pour améliorer ces performances au niveau instrumental d'une part, et au niveau de la procédure d'observation d'autre part.

Pour éviter de changer le fond instrumental lors de la procédure de chopping, il est nécessaire de chopper avec le miroir secondaire.

Le miroir sélecteur de champ doit en outre être disposé dans la voie analyse pour replacer l'étoile qui sert de référence sur l'axe optique de l'analyseur de front d'onde.

Un montage de contre chopping a été choisi pour l'instrument NAOS et permet de conserver le même champ instrumental sur l'imageur IR au cours de la procédure de chopping. Ce montage consiste à rajouter sur la voie analyse un miroir de renvoi pour "rattraper" le déplacement du miroir secondaire vibrant.

Il est important de signaler que les spécifications prévoient un secondaire vibrant à une fréquence d'environ 10Hz (nous avons vu en effet les limites d'une correction de fond de ciel à une fréquence de l'ordre de 1Hz), et qu'un repositionnement du miroir sélecteur de champ s'avère très délicat à réaliser (ce qui mène à une augmentation substantielle dans le coût de l'instrument) à cette fréquence¹. Il a d'ailleurs été envisagé de "couper" l'asservissement sur l'acquisition du ciel. Le phénomène de "brouillage", qui tire son origine de la correction par le système d'optique adaptative apparaît inévitable sur un tel système. Il est certain que le fond instrumental n'a pas été soigné lors de la conception de l'instrument ADONIS. On peut envisager un système d'optique adaptative qui posséderait un fond instrumental plus homogène. Cependant si cela n'est pas réalisé, c'est-à-dire si le compromis performance en terme de détection/homogénéité du fond instrumental s'avérait ne pas être respecté, on pourrait envisager les procédures suivantes:

- répéter sur la position "ciel" la même procédure de correction en restituant les commandes des miroirs mémorisées au préalable sur la position "objet".
- reconstruire numériquement le brouillage à partir des commandes des miroirs, de la même manière qu'il est possible de reconstruire la réponse impulsionnelle de l'instrument au cours de l'acquisition (voir chapitre 5).

IV.3 Champs plats

On peut écrire l'expression de la réponse en flux au signal (fond+source) d'un pixel (i,j):

$$S_{i,j}(\phi_{fond+source}) = S_{i,j}(\phi_{fond}) + G_{i,j}\phi_{source}$$

Nous venons de voir les méthodes qui permettent d'obtenir le terme $S_{i,j}(\phi_{fond})$. Après soustraction de ce terme, le signal vu en sortie du dispositif s'écrit:

$$S_{i,j}(\phi_{source}) = G_{i,j}\phi_{source}$$

Le gain G est très dispersé sur les pixels qui constituent un dispositif IR. Nous avons montré qu'il introduit une forte dispersion sur la réponse continue des pixels au paragraphe précédent (où nous avons d'ailleurs donné à titre d'illustration une cause de cette dispersion), ce qui a pour résultat de noyer le signal par un effet de seuillage différentiel.

La dispersion en gain entraîne une perte de contraste au niveau du signal due à la source, vu en sortie

¹. on veut que la fréquence de repositionnement du miroir sélecteur de champ soit supérieure à la fréquence de chopping du miroir secondaire

du dispositif. A noter qu'en astronomie, cet effet n'est que très peu visible "à l'oeil", à cause du fort contraste des sources observées dans la majorité des cas.

Quelle est la calibration qui permet de minimiser l'erreur (bruit spatial) sur la carte de gain des pixels d'une cible IR dans le cadre des observations astronomiques et comment cette erreur se traduit-elle en terme de performance? Ce paragraphe tente d'y apporter une réponse.

IV.3.1 Calibration de champ plat

Nous l'avons dit en introduction à ce chapitre (voir section IV.1), la correction de réponse pixel à pixel constitue un point critique dans tout système IR. De nombreux articles ont montré que la sensibilité des imageurs IR pouvait être limitée, non pas par les sources de bruit temporelles classiques (bruit de lecture, bruit BLIP...) mais par le bruit spatial qui résulte d'une erreur sur la correction de réponse pixel à pixel. Gopal (Gopal 1995) montre le bruit spatial introduit par une correction linéaire (correction sur deux points) sur un détecteur dont la réponse est non linéaire.

Dans les applications astronomiques, la perte de sensibilité due aux éventuelles non linéarités des détecteurs est reléguée au second plan derrière des phénomènes de bruit basses fréquences, ou ce qui peut être équivalent, à des changements de conditions d'observation dans l'intervalle de temps qui sépare la calibration de l'observation de l'objet. Nous allons voir dans cette section quelles peuvent être les origines des erreurs de calibration, en nous plaçant uniquement dans le cadre d'une réponse linéaire. Il est d'usage d'appeler une telle calibration, "calibration de champs plats": elle consiste en l'acquisition d'images de champ plat (éclairage uniforme) à différents niveaux de la dynamique. Cette mesure tient compte des non-uniformités de la transmission optique de l'instrument global, ainsi que des non-uniformités de réponse des pixels de la cible.

La procédure de correction des dispersions de réponse pixel à pixel revient à forcer la réponse de chaque pixel à la réponse moyenne; elle peut se faire selon deux méthodes:

- par un calcul sur deux points, c'est-à-dire par soustraction de deux champs plats correspondant à deux niveaux différents de la dynamique. L'image résultante doit être normalisée à l'unité pour obtenir la cartographie des dispersions de réponse pixel à pixel. Le rapport signal à bruit des champs plats de calibration est alors crucial, aussi est-il préférable de choisir deux niveaux de dynamique suffisamment distincts.
- par un ajustement affine de la fonction: $\text{signal du pixel } (i,j) = f(\text{signal moyen du champ plat})$, à partir d'une séquence de champs plats pris à différents niveaux de dynamique. Cette procédure a l'avantage de fournir non seulement la cartographie des dispersions pixels à pixels normalisée à 1 par construction (cartographie des pentes), mais aussi la cartographie du fond instrumental¹ (ordonnée à l'origine). La cartographie de l'erreur sur l'ajustement rend compte de l'erreur sur le champ plat (qui inclut le bruit intrinsèque de chaque pixel ainsi que l'erreur sur la calibration). Le programme de réduction ECLIPSE offre une telle procédure (Devillard 1997). Une méthode similaire est utilisée en calibration de champs plats sur le survey DENIS.

Bien que l'accent soit mis sur les calibrations dans l'infrarouge thermique, les calibrations de champs plats dans l'infrarouge optique serviront de point de départ à la discussion. On notera que la correction de champ plat n'est pas un facteur aussi critique dans l'imagerie IR à haute résolution, où le flux de la source est dilué sur un grand nombre de pixels, que pour des applications de type "grands champs".

1. de moyenne nulle par construction

IV.3.1.1 Infrarouge "optique"

Exposé de la méthode

La mesure de champ plat peut être réalisée selon les méthodes suivantes:

Champs plats sur le dôme (angle zénithal fixe, à $\simeq 20$ degrés): ils sont réalisés sur un écran placé dans le dôme, illuminé par une lampe à éclairage variable. Cette méthode présente l'avantage d'être mieux adaptée spectralement à l'observation d'objets stellaires, mais est pratiquement délicate à mettre en oeuvre, l'uniformité de la source étant difficile à obtenir avec le matériel disponible.

Champs plats sur le ciel: cela suppose que l'éclairement du ciel est uniforme. Les différents niveaux de flux sont accessibles par une observation sur un ciel montant ou un ciel descendant (typiquement une heure avant le crépuscule et l'aube astronomique, pour des temps d'intégration (constants aux cours de la procédure) variant de 5 à 30 secondes. On notera que les variations d'éclairement sont plus rapides dans ce dernier cas).

Les sources d'erreurs sont essentiellement liées à des "problèmes" d'éclairement. Il convient donc d'évaluer, en premier lieu, la procédure de calibration de manière absolue.

Cas d'une source ponctuelle. Erreur de photométrie absolue

La méthode qui est la plus appropriée pour évaluer une calibration de champs plats de manière *absolue* sur une source ponctuelle, consiste à effectuer une séquence d'observation d'une étoile standard photométrique, placée en différents points de la caméra. Le positionnement de la source est assuré grâce au miroir sélecteur de champ. Une analyse photométrique des images, après application de la correction de réponse pixel à pixel évaluée à partir des données de calibration, permet d'évaluer la qualité de la procédure elle-même. La limite d'une telle mesure provient des erreurs de photométrie d'ouverture, typiquement de l'ordre de 0.015 mag. et dues à la variabilité de la correction (qui entraîne une variation de ce qu'on peut appeler la "dilution" du flux sur l'image, voir paragraphe IV.4).

De telles mesures ont été effectuées sur la caméra SHARPII, équipée d'un détecteur Rockwell 256X256 HgCdTe NICMOSIII (évaluation de la procédure sur un "quadrillage" à 16 positions, (Geoffroy (1995a), Geoffroy (1995b)). On a mis en évidence les points suivants:

- L'absence de correction de champ plat entraîne une dispersion des mesures de 0.07 mag.
- Champs plats sur le dôme à temps de pose constants: l'évaluation de la réponse pixel à pixel donne alors une dispersion de mesure de 0.03 mag. en éclairage direct (lampe-écran) et de 0.035 mag. en éclairage indirect. Un gradient sur un bord de la caméra permet d'affirmer que les conditions de champs plats ne sont pas rigoureusement réalisées. L'erreur introduite par cette calibration est d'environ 0.02 mag. On notera cependant qu'elle est appropriée pour d'autres instruments (C. Lidman, communication privée).
- Champs plats sur le ciel (temps de pose constant, télescope au zenith): c'est la procédure qui donne les meilleurs résultats, avec des dispersions de mesure de 0.015 mag. en bande J, H et K.

Notons que le temps de pose doit rester constant afin d'écarter la contribution du fond instrumental, lorsque celui-ci n'est pas négligeable (au-delà de $2 \mu\text{m}$). De même, l'utilisation d'images prises à l'obscurité comme images de biais (dans un calcul de réponse pixel à pixel sur deux points) n'est pas

appropriée dès lors que le fond instrumental n'est plus négligeable, par rapport au niveau d'éclairement de champ plat¹. Enfin, une évaluation de la réponse à partir d'un "super-ciel" (obtenu en "empilant" tous les ciels acquis au cours d'une nuit), et du niveau d'obscurité est à exclure. Elle ne permet pas d'accéder à des rapports signal à bruit suffisants (bruit étant à considérer au sens large, et incluant le bruit de photon et le fond instrumental). Dans ce dernier cas, une dispersion photométrique de l'ordre de 0.1 mag. a été mesurée en bandes J, H et K².

On remarquera que l'étude précédente inclut la variabilité du champ plat en fonction de la position du miroir sélecteur de champ (sur un domaine restreint au champ d'imagerie, de l'ordre de 10"). Dominée par les erreurs photométriques, ici de 0.015 mag., elle ne permet pas de donner un ordre de grandeur de cette variabilité.

COMIC en bandes J, H et K

Nous avons montré précédemment (paragraphe II.3.3.6) que le dispositif était limité à faible flux de photons par de fortes dispersions de réponses des pixels, et, corrélativement par la présence d'un bruit basse fréquence élevé sur certains pixels. Une procédure de calibration en champs plats sur le dôme est donc préférable à une calibration de champs plats sur le ciel. Nous avons vu qu'une telle procédure induit une erreur photométrique de l'ordre de 0.02 mag. Cela sera vérifié au paragraphe IV.4.

Erreur de calibration. Cas d'une source étendue

Dans le cas le plus favorable, c'est-à-dire la prise de champs plats de calibration sur un ciel montant ou descendant, on peut donc émettre l'hypothèse que l'erreur absolue sur le champ plat est inférieur au pourcent.

IV.3.1.2 Infrarouge thermique

Exposé de la méthode

Au delà de 2 μm , on utilise pour la calibration de champ plat les variations d'émission thermique de l'atmosphère, et non plus la lumière diffusée par cette dernière. Elles sont susceptibles de provenir, de manière intrinsèque, des fluctuations d'émission de la vapeur d'eau (voir paragraphe III.3.1). Selon les conditions d'observation, elles sont plus ou moins importantes (et sont un critère de qualité de la nuit, paragraphe IV.2.1).

Si cette dernière cause de variation est négligeable, nous avons vu au paragraphe III.3.2 que l'émission du fond de ciel varie avec la masse d'air (voir en particulier la figure III.10).

Selon les conditions d'observation, la procédure de calibration n'est pas rigoureusement la même: En absence de fluctuations d'émission du fond de ciel dues à la vapeur d'eau, il est nécessaire d'effectuer des prises de champs plats sur le ciel à différentes masses d'air. Les ordres de grandeur typiques de ces variations seront rappelées plus loin dans ce paragraphe. Il existe, en revanche, des facteurs susceptibles

1. pour fixer les idées, l'utilisation des niveaux, biais et champ plat pris au tiers de la dynamique en bande K, sur la caméra SHARP, est susceptible de donner une dispersion de mesure photométrique de 0.03 mag

2. de manière générale, l'utilisation de biais en infrarouge dans les données de calibration est une tentation dangereuse. Elle correspond plutôt à un reliquat des observations dans le visible. La prise de biais est cependant une source d'information utile: elle permet par exemple de mesurer le niveau de signal pour estimer, par exemple, le bruit poissonnien associé

d'introduire une erreur dans la mesure de champ plat au cours de cette procédure de calibration. Ils tirent essentiellement leur origine de la variabilité des conditions d'observation:

- L'émission de fond de ciel est susceptible de varier spatialement lors des poses de calibration, sur l'étendue du champ d'imagerie.
- Variations du fond instrumental vu par la caméra en fonction de la position de pointage du télescope, dues essentiellement à la présence de flexions au sein de l'instrument.

Des fluctuations d'émission du fond de ciel dues à la vapeur d'eau, peuvent s'ajouter au cas précédent, et permettre un meilleur rapport signal à bruit. Il est de plus possible d'effectuer la calibration à pointage du télescope constant.

Les images de ciel acquises lors d'une nuit d'observation peuvent servir de champs plats, mais sont susceptibles d'introduire d'autres sources d'erreur (variation du fond instrumental). Il est donc préférable d'effectuer les calibrations de champ plat en début et en fin de nuit.

Enfin, la méthodologie de calibration et les différentes sources d'erreur imposent une approche différente du cas précédent: nous commencerons par analyser la variabilité de la calibration de réponse pixel à pixel selon la procédure de calibration (cas d'une source étendue), puis le cas de la photométrie absolue (objet ponctuel).

Erreur de calibration. Cas d'une source étendue

Nous venons d'énoncer les sources possibles d'erreurs dans la procédure de calibration de la réponse pixel à pixel au delà de $3 \mu\text{m}$. Il s'agit, dans ce paragraphe, de les quantifier:

Variations du fond instrumental: elles n'interviennent que dans le cadre d'une mesure de champ plat à masse d'air variable¹. C'est la source d'erreur principale dans ce type de procédure. Nous avons en effet montré au paragraphe III.3.2 que l'émission instrumentale était responsable de plus de 95% de l'émission de fond en bande L et de 85% de l'émission en bande M. De plus, le signal "utile" de variation de champ plat représente environ 7% de l'émission en bande L et 10% en bande M -typiquement 500 ADU/s et 2000 ADU/s en bandes photométriques L et M respectivement, entre une masse d'air de 1 et une masse d'air de 1.4 ($\zeta \simeq 45$ degrés), ce qui implique des temps de pose de l'ordre de 200s pour un bon rapport signal sur bruit. Pour une variation (spatiale) de fond instrumental de l'ordre du pourcent, on s'attend donc à une erreur sur la calibration de réponse pixel à pixel de l'ordre de 15% en bande L et de 8% en bande M. Nous avons vérifié que l'erreur précédente représente un bon ordre de grandeur sur une série de cartographie de réponse pixel à pixel calculée à partir de mesures de champs plats effectuées à masses d'air comprises entre 1 et 1.5. Spatialement, elle est caractérisée par des structures à basse fréquence spatiale, ce qui permet d'affirmer qu'elle tire son origine d'émissions parasites variables avec la position du télescope (qui soulignent d'autre part la présence de flexions dans l'instrument). On mesure localement (c'est-à-dire sur une échelle de l'ordre de l'arcseconde) des dispersions de l'ordre de 2% en bande L et en bande M. Il est possible, grâce à un filtrage spatial des champs plats de calibration, de réduire l'erreur spatiale sur le champ d'imagerie à 3-4%.

Variation spatiale du fond de ciel: cette source d'erreur est présente quelle que soit la procédure de calibration. Elle a été évaluée à moins de 1%.

1. on suppose que les variations de fond instrumental "intrinsèques" sont négligeables sur l'échelle de temps de la mesure

Variation sur le champ d'imagerie: (c'est-à-dire variation de la calibration de réponse pixel à pixel en fonction de la position du miroir sélecteur de champ). L'erreur est de l'ordre de 1% et se caractérise par une structure spatiale dont les variations sont de l'ordre de 1" (structure en vagues).

On retiendra donc qu'il est difficile d'obtenir une calibration de la réponse pixel à pixel à mieux que 2% dans l'infrarouge thermique (au delà de 3 μm).

Cas d'une source ponctuelle. Erreur photométrique absolue

Afin de valider de manière absolue la procédure de calibration de la réponse pixel à pixel établie précédemment, un objet ponctuel (standard photométrique) a été déplacé sur le champ d'imagerie de la caméra, au moyen du miroir sélecteur de champ. La figure IV.16 donne la mesure photométrique obtenue en bande L. Pour chacune des positions, on donne l'écart par rapport à la magnitude moyenne ($m_L = 5.8$). La dispersion des mesures est de 0.04 mag. On observe un gradient significatif dans l'erreur de magnitude du bas de l'image vers le haut de l'image.

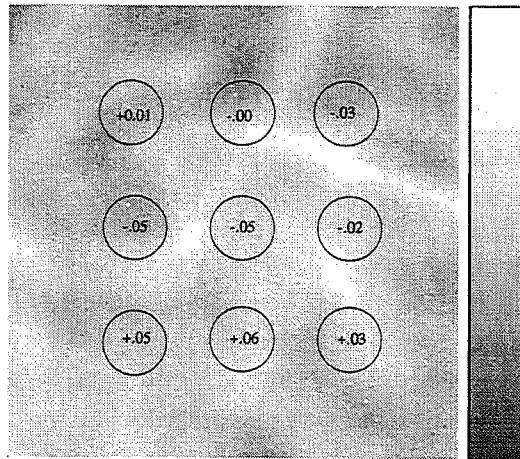


Figure IV.16 – Estimation photométrique de l'erreur sur la calibration de la réponse pixel à pixel (dans le "fond" de l'image).

Notons toutefois que d'autres sources d'erreur interviennent ici, qui contribuent pour une erreur de photométrie estimée à 0.02 mag.:

- l'erreur de correction du niveau de fond,
- l'erreur dans la photométrie d'ouverture (dans ce cas de 2" de rayon), due à la variabilité de la FEP.

Ce dernier point fait l'objet de la section suivante.

IV.4 Photométrie

IV.4.1 Photométrie absolue en IR

"It is particularly important to resist the proliferation of different standard systems and to attempt to obtain agreement on a single system, its filters, and standards. The existence of different but similar

systems leads to unnecessary confusion in the literature and must waste photometric effort." M. S. Bessell

Il existe de nombreux systèmes photométriques standards dans l'infrarouge qui sont, parfois à tort, qualifiés de systèmes standards "naturels". C'est Johnson (Johnson 1966) qui prolonge le premier son propre système visible (*UBVRI*) dans l'infrarouge, créant le système (*JKLM*) (aussi appelé le "système Arizona")¹ adapté aux bandes de transmission de l'atmosphère entre 1 et 5 μm . Glass (Glass 1974) introduit par la suite un filtre H, tirant profit d'une fenêtre de transmission atmosphérique à 1.65 μm et crée le système (*JHKL*) (aussi appelé système SAAO). Ces deux systèmes vont avoir de multiples ramifications parmi lesquelles on peut citer:

- le système ESO JHKLM d'abord proposé par Engels (Engels *et al.* 1981) et Wamstecker (Wamstecker 1981).
- le système JHKL CIT/CTIO (Elias *et al.* 1982)
- le système MSO (Jones & Hyland 1980)
- le système JHKL' AAO (Allen & Cragg 1983)
- le système SAAO inspiré de Glass (Glass 1974) mais revu par Carter (Carter 1990).

Un système est dit "naturel", lorsqu'il correspond à un instrument donné dans un observatoire donné (d'où *a priori* le nom donné à chacun de ces systèmes qui est celui de l'observatoire où ils ont été mis en place). En particulier, il se définit par la bande passante photométrique des filtres utilisés, qui n'est pas rigoureusement identique d'un instrument à l'autre, par le détecteur proprement dit qui possède sa propre réponse spectrale, et bien sûr, par le site lui-même qui impose sa transparence. On définit la longueur d'onde effective de la bande passante photométrique de l'instrument par:

$$\lambda_{eff} = \frac{\int \lambda S(\lambda) A(\lambda) d\lambda}{\int S(\lambda) A(\lambda) d\lambda}$$

Où $S(\lambda)$ est la réponse spectrale de l'instrument qui contient la bande passante de transmission du filtre et la réponse spectrale du détecteur, et $A(\lambda)$ est la transmission atmosphérique. Un système "naturel" est en première approximation défini par sa longueur d'onde effective, mais aussi par son point zéro², qui définit l'origine de l'échelle de magnitude.

Les systèmes publiés et cités précédemment ne sont pas complètement indépendants, ayant pour la plupart des points zéro communs. Ils ont été "standardisés" en adoptant comme "zéro" une (Vega par exemple) ou plusieurs étoiles de type A0, qui présentent des couleurs nulles:

- Johnson fonde le point zéro de son système sur une étoile "moyenne" de type A0, forçant ses couleurs à zéro. Cependant, une contradiction apparaît dans son article de compilation (Johnson 1966) où Johnson donne les couleurs suivantes pour une étoile de type A0: V-J=-0.01, V-K=-0.03, V-L=0.00, V-M=-0.03.

1. cela a un sens de dénommer les systèmes photométriques naturels par leur Observatoire d'origine

2. il le serait complètement si le rayonnement stellaire était celui du corps noir

- Elias reprend les standards établis par Frogel (Frogel *et al.* 1978) pour lesquels le point "zéro" a été choisi sur l'étoile de type A0 (α Lyr), en lui attribuant des magnitudes et des couleurs nulles à toutes longueurs d'onde.
- Jones (Jones & Hyland 1982) utilise une étoile de type A0 (HR3314), de façon à lui donner des couleurs proches de zéro comme étoile de référence.
- Allen (Allen & Cragg 1983) utilise l'étoile de type A0 (HR3314), en accord avec le système précédent de Jones, pour standardiser le système.
- Carter complète le système de Glass, mais en change le filtre J et le point "zéro". Ce dernier est imposé par un lot de 25 étoiles de la séquence principale, pour lesquelles il force la relation $V-K=f(B-V)$ à passer par l'origine, et de même de proche en proche pour les couleurs J-K, J-H et J-L.
- Engels et Wamstecker vont adopter le point zéro du système de Johnson dans les bandes photométriques JKL, mais vont négliger les différences de longueur d'onde effective entre leur propre système et celui de Johnson. En H, leur point zéro est déterminé en forçant la relation $H-K=f(J-K)$ à passer par l'origine.

Au moyen de transformations appropriées, il est possible de passer d'un système à l'autre. Ces transformations, qui portent le nom de transformations de couleurs, sont du type:

$$I_1 = a * I_2 + b$$

où I_1 , et I_2 sont les indices de couleur dans chacun des systèmes. a représente les différences (petites) de bande passante photométrique, il est donc de l'ordre de l'unité. Il faut remarquer qu'il dépend de la couleur de l'étoile considérée. b représente les différences de point zéro d'un système à l'autre: il est proche de zéro.

La procédure "normale" de réduction de données photométriques est de faire les transformations de point zéro et de couleurs nécessaires pour se placer dans un système standard existant (*a priori* naturel). C'est cette démarche que les auteurs précédemment cités n'ont pas suivi, en ne publiant pas leurs données dans le système de Johnson. On peut d'ailleurs remarquer que Glass a publié ses résultats dans le système de Johnson. En H, il extrapole la valeur prise par ces standards par une relation $H=f(J,K)$.

Il apparaît donc comme préférable de fixer une fois pour toute un système unique. C'est cette démarche qui a d'abord été adoptée par Koornneef (Koornneef 1983b) puis par Bessel et Brett (Bessel & Brett 1988) afin de fournir un système standard homogène, en réunissant les systèmes existants. En général ces systèmes homogènes s'appuient sur un des systèmes naturels avec néanmoins des différences de point zéro. Koornneef prend pour point de départ pour homogénéiser son système, le système de Johnson dans les bandes photométriques JKL et le système de Glass dans la bande H. Bessel et Brett s'appuient essentiellement sur le système de Glass auquel ils n'apportent qu'un terme correctif de point zéro.

Il existe alors des transformations similaires à celle qui a été vue précédemment pour passer de chacun des systèmes "naturels" au système homogénéisé. Chacun des systèmes "naturels" voit son

point zéro et sa bande passante photométrique forcés à des valeurs canoniques, qui sont celles du système homogène¹.

La relation qui lie le coefficient a à la longueur d'onde effective est délicate à établir. On peut par exemple l'extraire en considérant le rayonnement émis par l'étoile comme étant celui d'un corps noir, et en se fixant la température de celui-ci (c'est-à-dire de l'étoile).

En regardant plus attentivement les transformations qui lient le système homogénéisé de Bessel et Brett (Bessell & Brett 1988) aux différents systèmes, on retrouve les différences de points zéro qui dérivent d'un choix d'étoiles de référence différent. Par exemple, Johnson qui fixe son point zéro connaissant la magnitude absolue du soleil obtient une magnitude $V - K \simeq -0.03$ pour Vega, d'où une différence de point zéro de 0.02 entre les systèmes AAO, MSO, CIT et Johnson, ESO et SAAO. Pour le reste, ce sont essentiellement des différences de filtres qui interviennent. Le filtre J du système CIT est réputé pour être plus rouge que le filtre utilisé originellement par Johnson, alors que le filtre J utilisé par Carter et le AAO est plus bleu que dans le système Johnson. Le filtre H utilisé par l'ESO apparaît plus bleu que ceux utilisés au AAO, SAAO, MSO et CIT. Dans ces cas où les filtres sont très différents d'un système à l'autre, l'erreur commise sur la couleur considérée peut être grande, de l'ordre de 0.05 mag.

Une autre erreur importante réside dans l'obtention des lois de transformation. Celles-ci sont extraites de données souvent très dispersées (dispersion intrinsèque des objets et incertitudes), d'où une erreur très importante sur les coefficients a et b . Les barres d'erreurs sont importantes sur b . Pour a , elles peuvent atteindre 10%. Elles sont d'autre part établies pour un domaine de couleur donnée. L'étape suivante consiste alors, le nombre d'étoiles contenu dans les systèmes homogénéisés aidant, à déduire, connaissant leur type spectral, l'équivalence entre couleurs intrinsèques et type spectral. Cela s'applique essentiellement aux étoiles de la séquence principale. En pratique, il manque aux échantillons les géantes et les super-géantes. Les couleurs intrinsèques de ces étoiles sont fournies dans la littérature, moyennant une transformation du système dans lequel elles ont été mesurées au système considéré.

La calibration d'un système photométrique consiste à relier l'échelle de magnitude à sa grandeur physique associée, la densité de flux absolue dans chaque bande photométrique. La densité de flux absolue est exprimée en $W.cm^{-2}.\mu m^{-1}$ ou $W.m^{-2}.Hz^{-1}$ pour une étoile de magnitude 0. On utilise parfois le Jansky qui équivaut à $10^{-26} W.cm^{-2}Hz^{-1}$.

Le système initialement proposé par Johnson est calibré sur le soleil, dont on suppose connue la magnitude absolue visible et le type spectral, ainsi que la densité spectrale d'énergie. Les indices de couleurs intrinsèques des étoiles de même type spectral que celui du soleil permettent alors de recaler l'échelle pour dériver la densité de flux absolue à magnitude 0.

Cette calibration, reprise par Wamstecker (Wamstecker 1981) servira de calibration au système proposé par Koornneef. La calibration du système de Bessel et Brett est, quant à elle, fondée sur l'étoile Vega (à partir du flux mesuré à 5556Å et de modèle d'atmosphère stellaire).

Dans la suite de ce travail, nous nous sommes placés dans le système standard de l'ESO (Koornneef 1983b), récemment remis à jour par Bouchet (Bouchet *et al.* 1991) et Van Der Blik (Van Der Blik *et al.* 1996). Ce système résulte de la compilation des observations photométriques effectuées à La Silla pendant les dix dernières années. Le catalogue contient environ 250 étoiles avec une précision

1. avec les notations de l'équation de transformation vue précédemment, il peut être utile de remarquer que si $a > 1$, $\lambda_{eff,2} < \lambda_{eff,1}$

photométrique de l'ordre de 0.02 mag. Le point zéro de ce système repose sur l'étoile HR3314 de type A0V (supposée de magnitude $V=3.89$). La calibration absolue de ce système est issue de celle qui a été proposée par Mégessier (Mégessier 1995).

Pour clore cet exposé, on peut signaler que le système originalement proposé par Johnson (Johnson 1966), était appelé à être le système standard *JKLM* en ce sens qu'il fournissait les couleurs intrinsèques des étoiles de la séquence principale, ainsi que celles des géantes et des supergéantes. C'était en outre un système calibré. Glass, bien qu'introduisant le filtre H, se place dans ce système pour les autres bandes. Koornneef a suivi la même démarche, en cohérence avec le système Johnson-Glass. Bessel et Brett vont eux aussi chercher un système cohérent sur la base du système Johnson-Glass. Sans doute l'explosion des observations dans l'infrarouge aura-t-elle contribué à la naissance d'autres systèmes, mais il est légitime de poser les raisons pour lesquelles la communauté infrarougiste n'a pas adhéré d'emblée au système de Johnson-Glass.

IV.4.2 Calibration photométrique du système

Nous allons donner dans cette section les équations de transformations qui relient le système "naturel" de la caméra COMIC au système standard ESO (Koornneef (1983a), Bouchet *et al.* (1991), Van Der Blik *et al.* (1996)) dans les bandes photométriques J, H, K, L, L' et M. Ces équations contiennent le point zéro instrumental par rapport à ce système standard, et les transformations de couleurs associées. Ces transformations de couleurs sont représentatives de la réponse spectrale du détecteur, des filtres utilisés dans la caméra COMIC et de la transparence de l'atmosphère dans les bandes photométriques considérées.

Pour obtenir ces équations de transformation, il est nécessaire de procéder à une réduction photométrique d'ensemble (c'est-à-dire sur un grand nombre d'objets standard). Cette procédure valide les capacités et les performances, en terme de photométrie absolue, du système global, c'est-à-dire non seulement de la caméra COMIC elle-même, mais aussi de l'instrument ADONIS. On peut, par exemple, se poser les questions suivantes, *a priori*:

- quelle est la précision absolue que l'on peut espérer d'un système d'imagerie haute résolution, qui implique une "dilution" du flux sur un grand nombre de pixels? Cette question doit donc être considérée en terme de rapport signal à bruit et est alors liée au bruit de fond de ciel (éventuellement au bruit de lecture si la caméra n'est pas utilisée dans des conditions BLIP).
- En quoi la variabilité de la correction affecte-t-elle la précision photométrique absolue?

IV.4.2.1 Ouverture photométrique

Une procédure de photométrie d'ouverture est justifiée par un facteur dégradant le rapport signal à bruit ou par la présence d'un fond superposé au signal (évalué généralement sur une couronne entourant l'objet). C'est le cas des champs peuplés d'étoiles, afin de minimiser les effets de contamination. C'est aussi le cas dans l'infrarouge thermique où la correction du signal du fond (essentiellement du fond instrumental) donne un résidu important (voir paragraphe IV.2.2). Il s'agit donc d'évaluer les propriétés et les facteurs limitants de la photométrie d'ouverture d'une part dans le cadre d'une photométrie relative, et d'autre part dans le cadre d'une photométrie absolue.

IV.4.2.2 Infrarouge optique: précision limitée par la forme de la FEP

Nous allons prendre comme point de départ des mesures effectuées en dessous de $3\mu\text{m}$, avec la caméra SHARPII+ (on tire alors profit à la fois du format 256X256 et du faible bruit de lecture

du détecteur NICMOS). On donne sur la figure IV.17 la magnitude intégrée, normalisée à l'unité, en fonction de la distance au centroïde du pic principal pour des FEP obtenues au cours d'une nuit d'observation¹ dans les bandes J, H et K. Le rapport signal à bruit de l'échantillon considéré est tel que l'erreur est inférieure à 0.01 mag (qui équivaut à l'erreur sur la valeur asymptotique des courbes de la figure IV.17). Cette dernière provient essentiellement du résidu de soustraction du fond (la limite supérieure du niveau résiduel de fond a été estimée à 0.1 ADU).

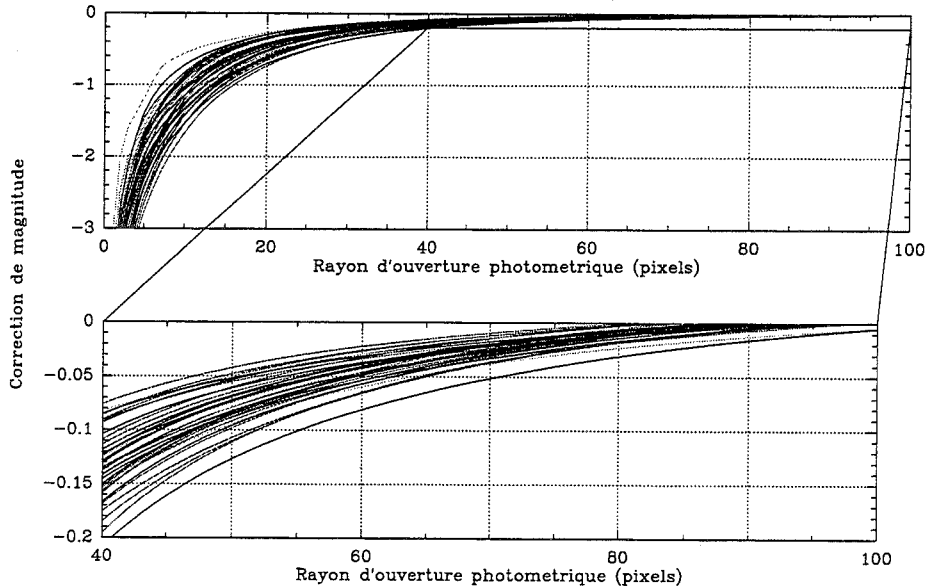


Figure IV.17 – Correction de magnitude en fonction de la distance au centroïde du pic principal en bandes J, H et K.

On peut remarquer les points suivants:

- le flux s'étend jusqu'à une distance supérieure à $2.5''$ du centre de l'objet, soit typiquement à une distance de 80 pixels pour une échelle focale de $0.035''$.
- pratiquer une photométrie absolue sur une ouverture inférieure à la limite précédente va introduire une erreur due à la variabilité de la FEP². Cette erreur a été évaluée sur le tableau IV.6.

Ouverture	1.75'' (50 pixels, 0.035''/pixels)			2.1'' (60 pixels, 0.035''/pixels)			2.8'' (80 pixels, 0.035''/pixels)		
	J	H	K	J	H	K	J	H	K
erreur photométrique "absolue" due à la variabilité	2%	2%	2.5%	1.5%	1.5%	1.5%	0.05%	0.05%	0.05%

Tableau IV.6 – Erreurs de photométrie en fonction de l'ouverture choisie. On donne l'erreur photométrique absolue pour une ouverture donnée due à la variabilité de la FEP.

1. pour des données plus précises concernant les conditions d'observation en terme de turbulence: r_0 , τ_0 , se reporter au paragraphe V.3 où est étudié le même échantillon

2. il peut être tentant d'intégrer une source sur l'extension spatiale de cette dernière visible "à l'oeil" sur l'image. Cette extension, qui correspond environ à un signal à environ 3σ au dessus du bruit, est trompeuse

- pratiquer une photométrie relative sur une ouverture inférieure à la limite précédente implique de s'assurer de la stabilité de la FEP sur les points de mesure. Cette variabilité doit être considérée sur le champ (elle provient alors de l'anisoplanicité sur le champ) ou sur une série d'images (variation temporelle de la correction). La correction de magnitude correspond à l'écart entre la magnitude intégrée et la magnitude totale (réelle). Elle est bien corrélée à des paramètres comme le rapport de Strehl ou la largeur à mi-hauteur. Cependant, l'évaluation de ces paramètres n'étant pas toujours facile sur les images, il est nécessaire d'effectuer les corrections de magnitude, soit en partageant l'image en zones dans le cas d'un champ (de l'ordre de la dizaine d'arcsecondes), soit en évaluant cette correction sur des images prises sur un court intervalle de temps (de l'ordre de quelques minutes). La figure IV.17 donne un ordre de grandeur pour la correction de magnitude en fonction de l'ouverture considérée.

Infrarouge thermique: précision limitée par la correction et le bruit de fond thermique

L'amélioration de la correction dans les bandes L et M, par rapport aux bandes J, H, et K permet une meilleure stabilité de la FEP (voir paragraphe V.5). D'autre part, les résidus de correction de fond au delà de $3\mu\text{m}$ impose un choix approprié de l'ouverture photométrique afin d'éviter de dégrader le rapport signal à bruit. Ce choix dépend:

- du rapport signal à bruit sur l'ouverture considérée. L'erreur qui en résulte augmente avec l'ouverture photométrique.
- des dispersions d'évaluation du flux intégré à ouverture donnée, dû à la variabilité de la FEP, et qui diminuent avec l'ouverture photométrique.

La figure IV.18 donne la correction d'ouverture pour un échantillon de FEP obtenue en L et M au cours d'une nuit d'observation (seeing $< 1''$). L'ouverture choisie pour la normalisation du flux est de l'ordre de $2''$ en L et $1''$ de manière à minimiser l'erreur sur la magnitude intégrée. Ces dernières ont été évaluées à 0.02 mag. en L et 0.04 mag. en M (erreurs de calibration de réponse pixel à pixel localement et variabilité de la FEP). Le bruit de signal est alors égal aux dispersions de magnitude intégrée dues à la variabilité de la FEP. Cette erreur est cohérente avec ce qui a été observé en bandes J, H et K, et avec les dispersions relatives observées sur la figure IV.18.

En conclusion de ce paragraphe, on retiendra les points suivants:

- En bandes J, H, et K, une photométrie absolue à mieux que 0.01 mag. impose un choix d'ouverture supérieur à $2.8''$. Une étude en photométrie relative est subordonnée aux dispersions de magnitude intégrée à ouverture donnée, qui dépend essentiellement des conditions atmosphériques d'observation
- En bandes L et M, l'effet conjugué du bruit spatial dû au résidu de correction de fond et de la variabilité de la correction introduit une erreur sur la photométrie absolue de l'ordre de 0.02 mag. en bande L et de l'ordre de 0.04 mag. en bande M. En photométrie relative, il est possible de minimiser cette erreur, par un choix approprié d'une "référence" qui servira à la correction de magnitude.

IV.4.2.3 Equations de transformations de la caméra COMIC

Les équations de transformations entre les magnitudes instrumentales de la caméra COMIC et le système standard de l'ESO (Bouchet *et al.* (1991), Van Der Bliek *et al.* (1996)) ont été obtenues à

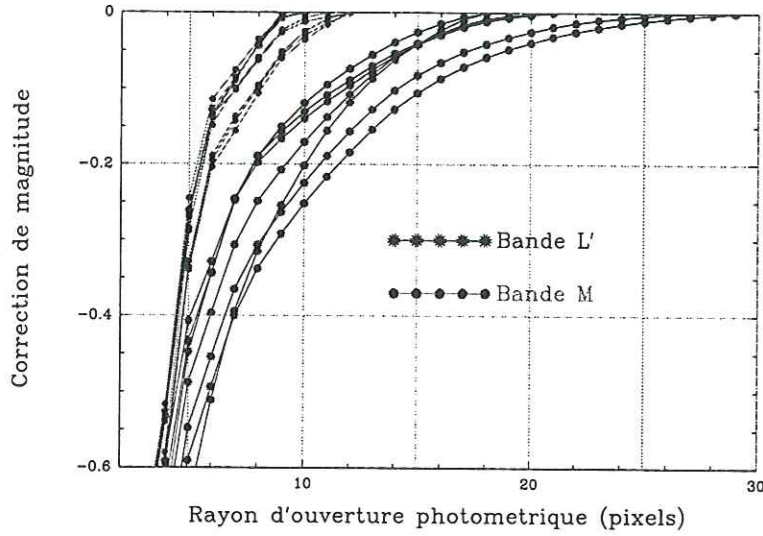


Figure IV.18 – Correction de magnitude en fonction de la distance au centroïde du pic principal en bandes L et M. L'ouverture de normalisation est typiquement de 2" en L et de 1" en M, correspondant à une erreur de 0.02 mag. et 0.04 mag. respectivement ($M=3$, $t_i=30s$)

partir de l'observation d'une vingtaine d'étoiles standards. Elles sont données par:

$$J_{ESO} = j + 0.024(0.05)(j - k) - 0.067(0.04)X + 18.14(0.03)$$

$$H_{ESO} = h - 0.04(0.05)(j - k) - 0.085(0.04)X + 18.18(0.03)$$

$$K_{ESO} = k - 0.006(0.02)(j - k) - 0.083(0.05)X + 17.57(0.05)$$

$$L_{ESO} = l + 0.015(0.05)(j - k) - 0.13(0.04)X + 17.05(0.04)$$

$$L'_{ESO} = l' + 0.05(0.10)(j - k) - 0.12(0.05)X + 16.76(0.04)$$

$$M_{ESO} = m - 0.05(0.10)(j - k) - 0.27(const)X + 15.68(0.05)$$

où X désigne la masse d'air. Les magnitudes standards sont représentées en lettres capitales, et les magnitudes instrumentales en lettres minuscules. Ces dernières ont été évaluées à partir du flux intégré sur toute l'image en bandes J, H et K ($\simeq 2.5''$), et sur une ouverture de 2" et 1.5" en bandes L et M respectivement. L'erreur sur chaque paramètre est donnée entre parenthèse. La dispersion sur ces relations varie de 0.03 à 0.06 mag (bandes L, L' et M). Le coefficient d'extinction en bande M est donné par Engels (Engels *et al.* 1981). Les coefficients d'extinction dans les autres bandes photométriques sont cohérents avec ceux donnés par le même auteur.

Le point zéro instrumental est donné par le dernier terme de chacune des équations, le terme de couleur, par le second terme. Malgré les erreurs importantes, dues essentiellement à l'échantillon réduit ¹, il n'y

1. et au fait que les étoiles standard occupent en général un domaine de couleur peu étendu

a pas d'effet systématique sur les termes de couleurs, sauf en bande H (le filtre H apparaît ici "plus bleu"). On peut en outre expliquer l'incertitude sur le point zéro instrumental de la manière suivante:

- en bandes J, H et K, elle provient des effets de dilution de flux discutés précédemment, des erreurs dues aux corrections de réponse pixels à pixels (voir paragraphe IV.3), ainsi que des non-linéarités dues au rendement d'injection.
- en bandes L, L' et M, elle provient essentiellement des erreurs de correction du fond instrumental (une procédure similaire à celle décrite au paragraphe III.4 a été utilisée).

On remarquera que le facteur de remplissage des détecteurs de la caméra COMIC, évalué à 74% (voir paragraphe II.2.1.4), n'induit pas de phénomènes de scintillation¹.

On peut comparer les points zéro instrumentaux obtenus avec ceux de la caméra SHARPII+, respectivement 21.15, 21.34, 21.85 dans les bandes J, H et K. L'écart observé se situe avant tout dans la différence de facteur de conversion électron/ADU ($F_{Comic}(e^-/ADU) \simeq 10F_{Sharp}(e^-/ADU)$) et dans une moindre mesure, dans la transmission optique des différentes caméras et la réponse spectrale des détecteurs.

IV.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les spécificités de l'observation infrarouge sur un instrument d'optique adaptative. Le domaine de l'infrarouge optique et le domaine de l'infrarouge thermique ont été considérés, bien que l'accent ait été mis sur ce dernier.

Nous avons abordé ces spécificités à la fois de manière qualitative et quantitative. Plus précisément, il s'est agi de montrer les difficultés rencontrées lors des étapes de calibration des données et les limites de ces calibrations. Ces dernières proviennent essentiellement d'un changement dans les conditions d'observation (difficultés de la procédure de champs plats, variations de fond de ciel, et variations de la FEP). L'erreur qui en découle a été quantifiée par une approche photométrique.

On retiendra plus particulièrement les points suivants:

- il existe un phénomène de brouillage du fond instrumental par l'instrument d'optique adaptative, qui rend partiellement inefficace une procédure de type nodding (enregistrement du fond de ciel par dépointage du télescope).
- la FEP propre à l'optique adaptative est caractérisée par un flux plus concentré sur le pic central. Sa variabilité rend cependant une procédure de photométrie d'ouverture délicate sur une zone partielle de la FEP.

La complexité des caractéristiques de la FEP en optique adaptative donne lieu au développement du chapitre suivant.

1. une simulation effectuée sur la FEP théorique du télescope (tache de diffraction) échantillonnée à la fréquence de Nyquist a montré que le facteur de remplissage devient un facteur critique lorsqu'il est inférieur à 50% (erreur > 5/1000). Encore une fois, c'est la dilution du flux qui rend ce paramètre peu sensible dans les imageurs haute résolution, bien que réduisant la sensibilité de l'instrument.

Chapitre V

Qualité des images IR en optique adaptative

Chapitre V

Qualité des images IR en optique adaptative

Sommaire

V.1 Rappels sur la formation des images en optique adaptative	152
V.2 Les paramètres caractéristiques	153
V.3 L'échantillon statistique	156
V.4 La variabilité de la FEP "pose individuelle"	157
V.5 Caractéristiques de la FEP "pose individuelle"	162
V.6 La FEP longue pose	167
V.7 Conclusion	185

Quelle qualité d'image doit-on espérer en observant avec le système d'optique adaptative ADONIS, dans les bandes J, H, K, L et M? La notion de qualité d'image est à prendre ici au sens large. Elle englobe les notions telles que les caractéristiques des images, et la stabilité de ces caractéristiques. L'information que l'on trouve dans ce chapitre est centrée sur le point de vue de l'astronome utilisateur, en quête de haute résolution. La justification de cette étude trouve ses fondements dans les variations de correction de l'optique adaptative qui dépend de nombreux paramètres, des conditions de turbulence atmosphérique en premier lieu, mais aussi, par exemple, de l'étoile choisie comme référence et de la fréquence d'échantillonnage utilisée pour la correction. Cette variabilité de la correction va imposer des exigences très fortes sur l'observation proprement dite et la réduction des données. L'outil choisi pour caractériser cette variation, c'est la Fonction d'Étalement de Point, la FEP (Point Spread Function ou PSF en anglais) du système, constituée par l'atmosphère, le télescope et l'instrument proprement dit.

La FEP est l'image obtenue d'un objet non résolu. Accompagnant de manière séquentielle l'observation d'un objet dans le but d'une déconvolution ultérieure, on lui donne le nom de FEP de calibration. Le mot "séquentiel" est ici important. Il naît avant tout d'une contrainte observationnelle, et introduit la notion de stabilité de la correction.

La FEP propre à un système d'optique adaptative est difficile à exprimer analytiquement, la perturbation relevant d'un phénomène statistique à laquelle s'ajoute la réponse du système dont la complexité

la rend par ailleurs mal connue. L'approche la plus adaptée pour étudier la FEP est de la considérer d'un point de vue statistique. Il est alors important d'en étudier les caractéristiques géométriques et temporelles en les replaçant dans le contexte de l'observation, d'une part pour étudier les performances du système, d'autre part pour étudier la stabilité de ces performances dans le temps. De fait, il convient de prendre en compte deux échelles de temps: l'observation proprement dite d'un objet, où la stabilité de la FEP joue un rôle crucial lors de la réduction, essentiellement lors de la déconvolution, et le fonctionnement de l'instrument sur une plus grande échelle de temps, où la FEP joue le rôle d'indicateur de performance.

Ce chapitre débute avec un rappel sur la formation des images en optique adaptative (paragraphe V.1). Au paragraphe V.2 est donnée une description des paramètres qui servent à sa caractérisation. Vient ensuite (paragraphe V.3) la présentation d'une statistique portant sur les images obtenues au cours de trois nuits d'observation type, suivie d'une statistique plus générale qui regroupe 26 nuits sur trois ans de fonctionnement de l'instrument d'optique adaptative ADONIS (paragraphe 5.8). Enfin le paragraphe 5.9 apporte en guise de conclusion des éléments pour l'observation et la réduction des données.

V.1 Rappels sur la formation des images en optique adaptative

Ce paragraphe résume le processus de formation des images en optique adaptative, pour aboutir à la description de la FEP à laquelle elle donne naissance. Roddier (Roddier & Roddier 1986) suggère pour la première fois qu'elle est constituée "d'une tache d'Airy entourée d'un halo". Avec les premières images du système d'optique adaptative COME-ON (Rigaut *et al.* 1991), l'existence d'un "pic cohérent" dans les images longue pose va être confirmée. Rigaut (Rigaut 1992) donne alors quelques éléments sur la formation des images en optique adaptative. Les termes utilisés dans ces quelques lignes peuvent sembler hermétiques au lecteur, mais la suite s'efforce de les éclaircir. Pour un exposé plus complet du processus de formation des images en optique adaptative, on pourra se reporter aux travaux de Conan (Conan 1994) et Veran (Veran 1997).

Turbulence atmosphérique avec correction

Les modes de correction étant définis sur le support fini de la pupille de l'instrument, tous les points du plan pupille ne sont plus équivalents et l'hypothèse de stationnarité, valable dans le cas d'une atmosphère turbulente de type Kolmogorov, n'est plus vérifiée. Conan (Conan 1994) définit alors une fonction de structure approchée:

$$D_{\phi}(\vec{\rho}) = \frac{\int D_{\phi}(\vec{\rho}, \vec{r}) P(\vec{r}) P(\vec{r} + \vec{\rho}) d\vec{r}}{\int P(\vec{r}) P(\vec{r} + \vec{\rho}) d\vec{r}}$$

Il est alors possible d'écrire:

$$FTO(\vec{\rho}/\lambda) = B(\vec{\rho}/\lambda) T_0(\vec{\rho}/\lambda)$$

où

$$B(\vec{\rho}/\lambda) = \exp(-1/2 D_{\phi_r}(\vec{\rho}))$$

$D_{\phi_r}(\vec{\rho})$ est la fonction de structure résiduelle moyennée après correction. Elle s'écrit en fonction de la phase résiduelle de la manière suivante:

$$D_{\phi_r}(\vec{\rho}) = 2\sigma_{\phi_r}^2 \left(1 - \frac{\langle \phi_r(\vec{r})\phi_r(\vec{r} + \vec{\rho}) \rangle}{\sigma_{\phi_r}^2} \right)$$

où $\sigma_{\phi_r}^2$ est la variance moyenne de la phase résiduelle sur la pupille:

$$\sigma_{\phi_r}^2 = \langle \phi_r(\vec{r})^2 \rangle$$

Cette équation souligne le fait que la fonction de structure de phase résiduelle sature à $2\sigma_{\phi_r}^2$. En effet, lorsque ρ est grand (typiquement plus grand que la distance entre deux actuateurs du miroir déformable), $\phi(\vec{r})$ et $\phi(\vec{r} + \vec{\rho})$ sont décorrélés et $\langle \phi(\vec{r})\phi(\vec{r} + \vec{\rho}) \rangle = 0$. La saturation de la fonction de structure restitue les hautes fréquences de la FTO propre du télescope, bien que les atténuant. $B(\vec{\rho}/\lambda) = B(\vec{f})$ peut être décomposée en un terme basse fréquence et un terme haute fréquence:

$$B(\vec{f}) = FTO_{halo} + \exp(-\sigma_{\phi_r}^2)$$

Caractéristiques de la FEP

La FEP, donnée par la transformée de Fourier inverse du produit $B(\vec{f})T_0(\vec{f})$ a deux composantes:

- le terme $FTO_{halo}T_0(\vec{f})$ représente un pic étroit basse fréquence. Sa transformée de Fourier est un halo large.
- le terme $\exp(-\sigma_{\phi_r}^2)T_0(\vec{f})$ a pour transformée de Fourier $\exp(-\sigma_{\phi_r}^2)FEP_0(\vec{\alpha})$: ce n'est rien d'autre que la tache d'Airy du télescope atténuée d'un facteur $\exp(-\sigma_{\phi_r}^2)$.

On peut alors écrire la fonction d'étalement de point corrigée:

$$FEP(\vec{\alpha}) = I_{halo}(\vec{\alpha}) + \exp(-\sigma_{\phi_r}^2)FEP_0(\vec{\alpha})$$

Elle est constituée par un halo auquel se superpose la figure de diffraction du télescope atténuée d'un facteur $\exp(-\sigma_{\phi_r}^2)$.

Dans ce raisonnement, nous avons appelé T_0 (resp. FEP_0) la FTO (resp. la FEP) du télescope supposé optiquement parfait. Il est facile de transposer le raisonnement en remplaçant T_0 (ou FEP_0), par T_{stat} (ou FEP_{stat}) qui est la FTO (ou la FEP) **statique** de l'ensemble instrument+télescope c'est-à-dire en l'absence de turbulence¹.

V.2 Les paramètres caractéristiques

Il s'agit de paramétriser la FEP de calibration, c'est-à-dire de trouver un ensemble cohérent de paramètres (un espace de paramètres) qui suffisent à la décrire de manière quantitative.

1. dans cet exposé, non corrigée par l'optique adaptative

V.2.1 Définition des paramètres

V.2.1.1 Centroïde de l'image

C'est le centre de gravité de la distribution en intensité de la FEP. Relié à la moyenne de la pente du front d'onde incident, il est un indicateur de la qualité de la correction. Il est calculé sur le domaine d'extension de la PSF sur l'image, correspondant typiquement à une ouverture circulaire de 2.5" de rayon.

V.2.1.2 Position du maximum

La position du maximum peut être considérée comme le centre de gravité de la distribution d'intensité de la FEP sur le domaine d'extension du pic central, de l'ordre de 0.08" en J, 0.1" en H, 0.13" en K, 0.225" en L et 0.3" en M. Il est représentatif de la correction en tilt du front d'onde incident (Gendron 1995b).

V.2.1.3 La largeur à mi-hauteur

C'est le paramètre le plus intuitif et sûrement le plus utilisé pour décrire la qualité des images. Il est une mesure de la résolution spatiale obtenue. Son évaluation sur les images corrigées par une optique adaptative est ambiguë: faut-il considérer la largeur à mi-hauteur du pic cohérent ou celle de la FEP globale (c'est-à-dire de l'ensemble pic cohérent et halo)? Il n'existe en fait une différence entre ces deux quantités que dans le cas d'une correction très partielle (voir paragraphe V.6.4.1). Cependant, c'est la première quantité qui rend le mieux compte, et ceci dans le cas général, des capacités de restitution, par l'instrument d'optique adaptative, de la limite de résolution du télescope. On assimilera donc la largeur à mi-hauteur de la FEP d'optique adaptative à la largeur à mi-hauteur du pic cohérent. Elle doit être de l'ordre de (par valeur sup) $1.22\lambda/D$ (largeur à mi-hauteur de la tache d'airy pour une ouverture de diamètre D).

V.2.1.4 Le rapport de Strehl

Le rapport de Strehl caractérise de manière plus précise l'écart de la FEP observée à la FEP idéale, limitée par la diffraction. C'est le rapport du maximum d'intensité de la FEP à celui de la tache d'Airy de même énergie. (Plus simplement, c'est le maximum de l'image normalisée au maximum de la tache d'Airy de même énergie). Sa valeur maximale, égale à 1, correspond au cas où la correction est totale. A l'opposé, le rapport de Strehl prend une valeur minimum pour une image dominée par la turbulence, pour laquelle il est de l'ordre de r_0/D^2 (dans le cas $r_0 \ll D$). Il rend compte du gain en sensibilité limite sur les images astronomiques, illustrant l'effet de concentration d'énergie apporté par la correction.

V.2.1.5 L'énergie cohérente

L'énergie cohérente, notée E_c correspond au pourcentage d'énergie contenue dans le pic cohérent (la tache d'Airy qui surmonte le halo) par rapport à l'énergie totale de la FEP. Elle mesure le degré de restitution des hautes fréquences de l'image (celles propres au télescope) par l'optique adaptative. Ce paramètre est donc plus sensible à la qualité de la correction, en terme de résolution, que ne l'est le rapport de Strehl.

V.2.1.6 Le rayon de 50% d'énergie

Ce paramètre est défini comme le rayon de l'ouverture photométrique qui encercle 50% de l'énergie de la FEP. Il vient compléter l'information donnée par le rapport de Strehl, en fournissant une mesure directe de l'étalement de la FEP.

V.2.1.7 La largeur à mi-hauteur du halo

Dans son analyse du halo, Conan (Conan 1994) introduit la notion de $r_{0,eq}$, en remarquant que les fonctions de structure corrigées suivent la même loi de puissance que la fonction de structure de la phase turbulente non corrigée à un facteur d'atténuation près, à basse fréquence. Ce facteur d'atténuation est par suite contenu dans $r_{0,eq}$: $r_{0,eq} > r_0$ et la correction par l'optique adaptative revient à augmenter le facteur r_0 aux basses fréquences. La relation qui lie $r_{0,eq}$ à la largeur à mi-hauteur du halo ω est la suivante:

$$\omega = \lambda / r_{0,eq}$$

C'est donc ce paramètre qui sera extrait sur les images.

V.2.1.8 Le maximum secondaire

L'importance du maximum secondaire permet de détecter des problèmes éventuels relatifs au fonctionnement du système: il peut s'agir par exemple d'un dédoublement du pic central de l'image (vibration du télescope ou désynchronisation de l'analyseur de front d'onde), ou encore de la présence d'une aberration résiduelle (essentiellement coma triangulaire), décrite au paragraphe V.3.

V.2.2 Extraction des paramètres

- Centroïdes et centrages

Les centroïdes sont calculés avec le package DAOPHOT, suivant un processus itératif sur une ouverture photométrique donnée. Pour ce calcul, aucun seuil n'est imposé aux images¹. On obtient une incertitude sur la détermination du centroïde de l'ordre de 0.1 pixel.

Le centrage s'effectue par shift dans le plan de Fourier. Environ une dizaine d'itérations sont nécessaires pour obtenir un centrage convenable (au dixième de pixel près), essentiel à l'extraction des paramètres tels que le rapport de Strehl ou la largeur à mi-hauteur. Cette technique de centrage est préférée aux techniques habituellement utilisées qui reposent sur des algorithmes d'extrapolation et qui sont applicables à des profils de FEP relativement doux, ce qui n'est pas le cas en optique adaptative.

- Largeur à mi-hauteur

L'extraction de ce paramètre est délicate et n'a de sens que pour des images longues poses. Le pic cohérent est alors bien approximé par une gaussienne (voir paragraphe V.6.4.1). Un fit gaussien sur le pic central de la FEP donne les meilleurs résultats à partir de la tâche IRAF/RIMEXAM, à condition que l'image soit centrée. Le calcul qui procède par un ajustement de type moindres carrés sur le profil radial nécessite un paramètre d'ajustement (typiquement les 2 pixels d'échantillonnage) et une estimation convenable du fond (à typiquement 2.5" du pic central). L'évaluation de la largeur à mi-hauteur est entachée d'une incertitude de l'ordre de 5%².

1. par exemple, un seuil du type 3σ au dessus du bruit introduit une source de biais

2. en cas d'échantillonnage correct, sinon apparaît une erreur systématique de surestimation.

- Le rapport de Strehl
Pour le calcul du rapport de Strehl, il est nécessaire d'extraire l'énergie contenue dans la FEP d'une part, et le maximum de l'image d'autre part. La première quantité est obtenue par photométrie d'ouverture (typiquement $2.5''$) (grâce au programme DAOPHOT), la deuxième, à partir du fit du pic central sur la FEP centrée¹. La mesure du rapport est essentiellement bruyante, puisque faisant appel à une mesure photométrique entachée d'une erreur de l'ordre de 2% (erreur due au flat field, voir paragraphe IV.4), et à une mesure du maximum de la FEP. Cette dernière repose pour sa plus grande part sur la qualité du centrage, l'erreur due au fit lui étant très inférieure, de l'ordre de 2-3%.
- Le rayon de 50% d'énergie.
Il s'agit d'une mesure photométrique, pour laquelle on utilise le package DAOPHOT. La précision sur cette mesure est de l'ordre de 3-4%.
- Le maximum secondaire.
C'est la valeur prise par le pixel correspondant au deuxième maximum de l'image, obtenu après soustraction du pic central avec le package DAOPHOT². Cette évaluation est essentiellement qualitative.

V.3 L'échantillon statistique

V.3.0.1 Quatre nuits d'observation avec ADONIS...

Nous allons prendre quatre nuits d'observation "typiques" pour décrire et évaluer les caractéristiques de la FEP de l'instrument entre 1.25 et $5\mu\text{m}$ en vue de dresser un premier tableau statistique "à court terme", c'est-à-dire sur l'acquisition d'une image, tel que nous l'avons défini en introduction à ce chapitre.

L'échantillon étudié est constitué d'environ 75 FEP de calibration observées sur la caméra SHARPII+ dans les bandes J, H et K, et d'approximativement 50 FEP de calibration observées sur la caméra COMIC dans les bandes L et M. L'observation de chacune d'elles consiste en un empilement de 40 à 100 images d'un temps de pose de 500ms à 1.5s en J, H et K, et de l'ordre de la seconde en L et M. L'étude se situe donc à deux niveaux:

- une étude de la FEP "pose individuelle" (laquelle reste très inférieure à un temps caractéristique $\simeq 10\text{s}$) qui permet d'étudier sa variabilité à petite échelle et qui rend mieux compte des capacités de correction de l'instrument.
- une étude de la FEP long temps de pose, résultant de l'empilement des images du cube, pour donner un temps d'intégration équivalent de l'ordre de la minute qui cette fois s'applique directement à la qualité des images dans le cadre de l'observation proprement dite.

Des études ont déjà été menées sur ce sujet. Celle-ci présente l'avantage de se placer dans un cadre plus réaliste, puisque directement appliqué aux programmes astronomiques, mais surtout d'offrir une statistique dans les bandes J, H, K, L et M dans des conditions canoniques d'observation (seeing= $0.8''$, $\tau_0 = 300\text{ms}$, $r_0 = 15 - 20\text{cm}$).

1. certains auteurs (Tessier) utilisent une extrapolation de type spline3 qui donne des résultats similaires si la FEP est centrée

2. le pic central est alors approximé par une gaussienne

V.4 La variabilité de la FEP "pose individuelle"

Afin d'illustrer la variabilité de la correction, des acquisitions menées dans les bandes J, H et K avec la caméra SHARPII+ et dans les bandes L' et M avec la caméra COMIC ont été analysées dans leur contexte temporel. Les conditions d'observation, au demeurant représentatives de l'échantillon global, sont rassemblées dans le tableau V.1.

Objet	Bande photométrique	Nombre d'images	temps de pose	Analyseur	fréquence d'échantillonnage	seeing ($0.55\mu\text{m}$)
mv=7.5 (A1V)	J	60	1s	reticon	100Hz	0.95"
	H	60	1s	reticon	100Hz	0.8"
	K	100	500ms	reticon	100Hz	0.8"
mv=6.16 (G2)	L	80	1s	reticon	200Hz	0.7"
	M	100	300ms	reticon	200Hz	0.7"

Tableau V.1 – Conditions d'observations pour les acquisitions dans les cinq bandes J, H, K, L' et M

Le rapport signal/bruit (au sens photométrique) des images considérées est supérieur à 500 en J, H et K, de l'ordre de 200 en L' et 25 en M.

V.4.1 Mise en évidence de la variabilité de la correction

Sur les figures V.1, V.2, V.3 sont respectivement représentées les variations de rapport de Strehl, de largeur à mi-hauteur et de rayon à 50% d'énergie dans les cinq bandes J, H, K, L' et M, chaque mesure correspondant à une pose individuelle d'un des cubes d'images. Il peut paraître abusif de parler de rapport de Strehl ou de largeur à mi-hauteur pour des poses courtes, ne présentant pas *a priori* de symétrie circulaire (par laquelle ces paramètres prennent leur sens). Cependant, et du fait que leur définition reste applicable pour ces poses, une démarche pragmatique leur fait garder la même dénomination.

La stabilité de la correction augmente de manière évidente avec la longueur d'onde. De même, la dispersion des mesures diminue (voir tableau V.2). Ainsi, la dispersion sur le rapport de Strehl vaut 26% en J ($1.25\mu\text{m}$), 18% en H ($1.65\mu\text{m}$), 21% en K ($2.2\mu\text{m}$), 7% en L' ($3.80\mu\text{m}$), 9% en M ($4.83\mu\text{m}$). Cet effet est encore plus drastique sur la largeur à mi-hauteur qui présente une stabilité remarquable en bandes L et M (de l'ordre du pourcent), comparée à 19% en J, 9% en H et 5% en K. Le rayon de 50% d'énergie varie de manière similaire à la largeur à mi-hauteur. Il est cependant comparativement plus dispersé en bandes K, L et M. Dans ces bandes, la valeur prise par ce paramètre est en effet proche de la limite λ/D , et sa relative dispersion est une preuve indirecte de la présence du pic cohérent (voir paragraphe V.5).

La forte dispersion qui apparaît en bande M est due aux erreurs sur la photométrie qui vient de la mauvaise correction du fond instrumental, estimée à environ 10%. A noter aussi que la (relative) forte dispersion en K n'est pas représentative.

La figure V.4 montre la variabilité de morphologie de la FEP dans les cinq bandes J, H, K, L' et M. Elle montre la meilleure et la moins bonne image, au sens du rapport de Strehl, sur les cubes d'images considérés précédemment.

Le premier anneau de diffraction est clairement visible sur les meilleures images, bien que moins marqué en J où une forte aberration résiduelle subsiste. Il apporte l'évidence de l'existence d'un pic

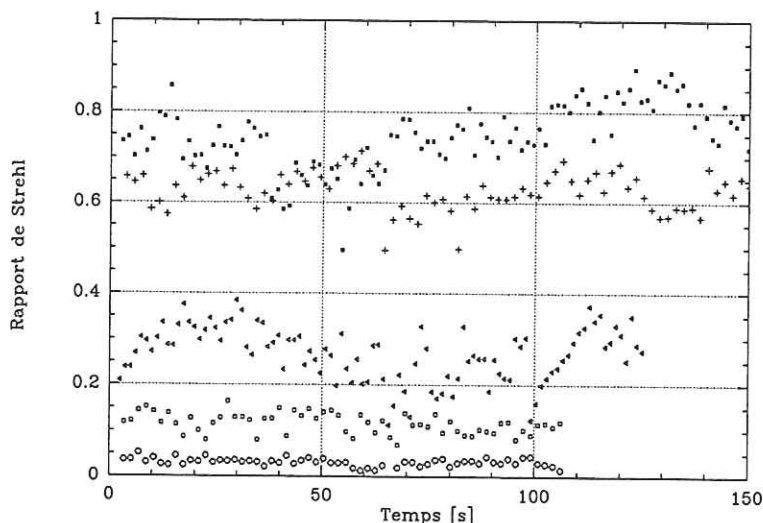


Figure V.1 – Variation du rapport de Strehl en fonction du temps dans les bandes J(ronds), H(carrés), K(triangles), L'(croix) et M(carrés pleins)

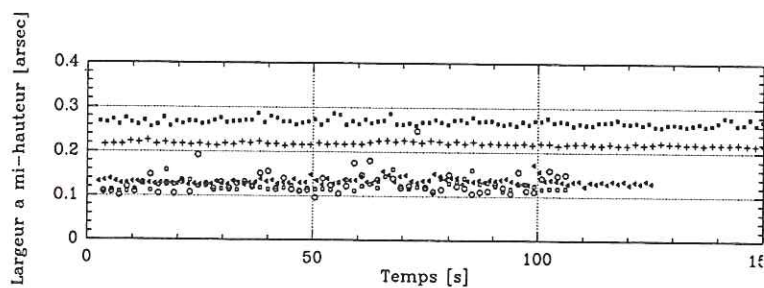


Figure V.2 – Variation de la largeur à mi-hauteur en fonction du temps dans les bandes J(ronds), H(carrés), K(triangles), L'(croix) et M(carrés pleins)

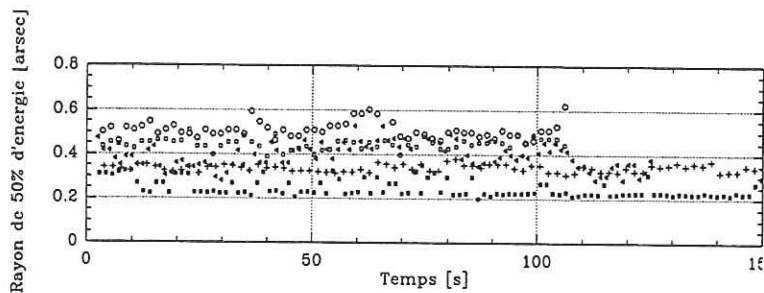


Figure V.3 – Variation du rayon de 50% d'énergie en fonction du temps dans les bandes J(ronds), H(carrés), K(triangles), L'(croix) et M(carrés pleins)

cohérent sur chacune de ces images. Le gain en résolution est clairement visible aux plus courtes longueurs d'onde, bien marqué en H. On notera aussi la présence plus ou moins accentuée de coma triangulaire.

Dans les bandes J,H et K, les images les moins bonnes montrent systématiquement une perte du pic cohérent, caractérisé par la nette apparition d'un “dédoublé” nord-sud¹. Dans les bandes L' et

1. peut-être dû à un jitter du télescope

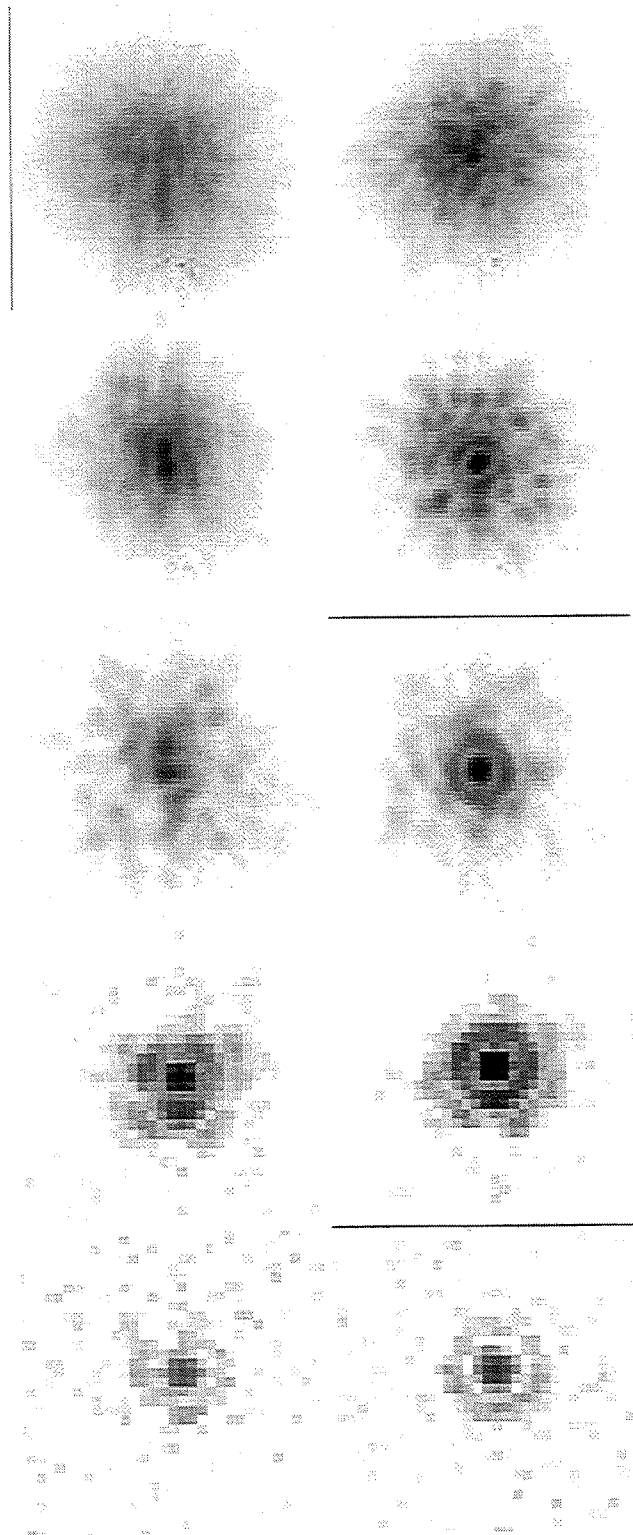


Figure V.4 – Moins bonne image (à gauche) et meilleure image (à droite) sur l'acquisition d'un cube de données dans les bandes J($1.25\mu\text{m}$), H($1.65\mu\text{m}$), K($2.2\mu\text{m}$), L'($3.80\mu\text{m}$) et M($4.83\mu\text{m}$) (de haut en bas). Bien noter la différence d'échelle entre les bandes JHK et LM, respectivement 35 mas/pix et 100 mas/pix.

	J	H	K	L'	M
λ/D	0.067	0.084	0.12	0.2	0.25
SR	0.03	0.11	0.26	0.64	0.71
$\sigma(SR)$	0.008	0.02	0.06	0.05	0.07
fwhm	0.13	0.12	0.13	0.218	0.267
$\sigma(fwhm)$	0.025	0.01	0.01	0.003	0.006
R_{50}	0.53	0.47	0.42	0.34	0.25
$\sigma(R_{50})$	0.02	0.02	0.02	0.01	0.03

Tableau V.2 – Valeurs RMS des mouvements résiduels du centroïde et du pic sur un cube d’images

M, le pic cohérent subsiste et la moins bonne qualité d’image se traduit plutôt par une accentuation de la coma triangulaire. Cela signifie que la coma triangulaire varie avec la correction. Elle est donc plus attribuable à un manque de correction résiduel qu’à une aberration induite par la différence de chemin optique entre la voie d’analyse et la voie image, au préalable minimisées par un réglage approprié sur le miroir déformable¹.

Enfin, un halo est bien visible sur les images obtenues dans les bandes J, H et K. En L’ et M, il est “perdu” dans le bruit de photons du fond. Les caractéristiques du halo seront discutées au paragraphe V.6.

V.4.2 Mouvements résiduels

L’étude des mouvements résiduels de la FEP est nécessaire d’une part pour caractériser la correction elle-même, et d’autre part dans le but de permettre une réduction efficace des données (recentrage et addition des images ou SAA). Comme nous l’avons souligné au paragraphe V.2.1, la connaissance de la variation de la position du pic central et du centroïde de l’image est riche d’enseignements concernant les erreurs de correction de tilt et les erreurs résiduelles de correction aux ordres plus élevés.

Les mouvements résiduels sur la position du pic et sur le centroïde de l’image sont représentés figure V.5. Ils sont donnés par rapport à la valeur moyenne du paramètre considéré sur le cube d’images. La valeur RMS de ces variations, exprimée en unité λ/D , est résumée sur la table V.3.

	Ecart type	J	H	K	L	M
mouvement résiduel du centroïde [λ/D]	σ_x	0.2	0.11	0.10	0.10	0.10
	σ_y	0.24	0.14	0.12	0.10	0.10
mouvement résiduel du pic [λ/D]	σ_x	0.32	0.16	0.15	0.11	0.11
	σ_y	0.38	0.23	0.17	0.12	0.10

Tableau V.3 – Valeurs RMS des mouvements résiduels du centroïde et du pic sur un cube d’images

La valeur RMS normalisée sur le mouvement résiduel du centroïde diminue progressivement de la bande J à la bande K, pour atteindre une saturation à 0.1 jusqu’en bandes L et M. La valeur RMS sur le mouvement résiduel du pic décroît de la bande J à la bande M, tout en restant supérieure à la valeur RMS normalisée du mouvement résiduel du centroïde. Elle sature de même à 0.1 en bandes L et M. La figure V.5 montre en outre que les mouvements résiduels sur le centroïde sont des mouvements basse fréquence, tandis que les mouvements résiduels du pic sont des mouvements plutôt haute fréquence excepté en bandes L et M où les deux variations sont corrélées.

1. ce réglage fait l’objet d’une procédure “normale” dite d’ “ajustement des pentes de références”

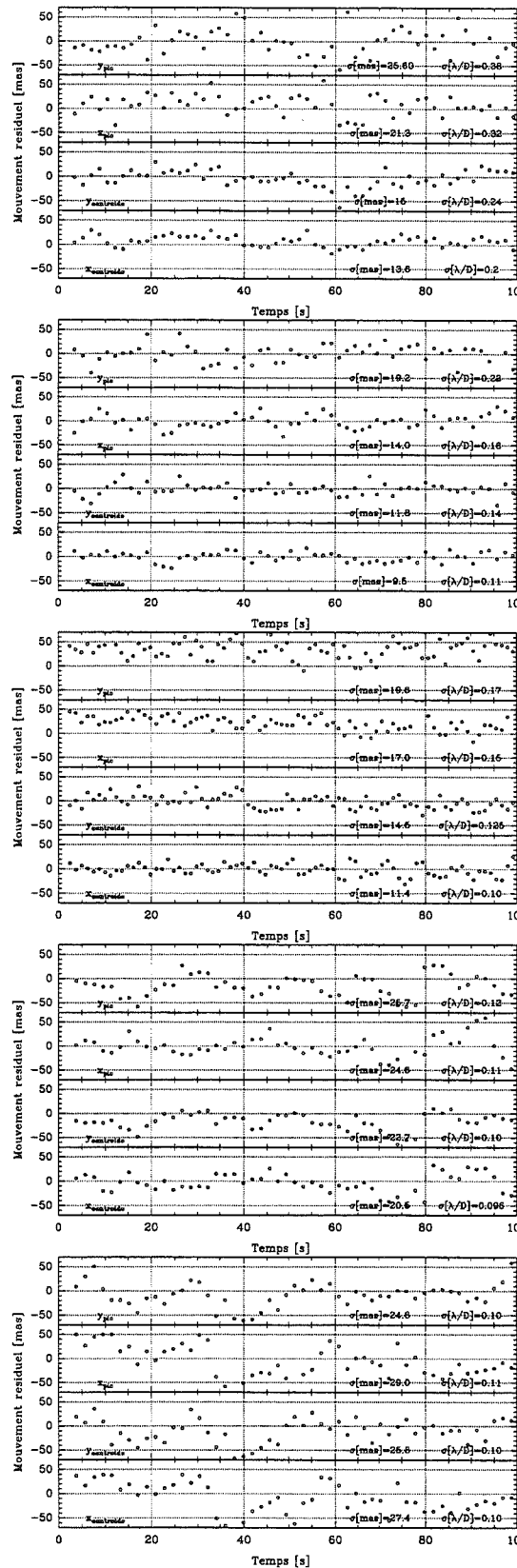


Figure V.5 – Mouvement résiduel du pic et du centroïde de l'image en fonction du temps sur une observation représentative, dans les bandes J, H, K, L et M (de haut en bas)

Ce dernier point est clairement mis en évidence sur la figure V.6, qui représente les corrélations des mouvements résiduels sur le pic par rapport aux mouvements résiduels sur le centroïde de l'image. La corrélation entre mouvements résiduels sur le pic et sur le centroïde est excellente en M. Elle est au contraire faible en J où un déplacement du centroïde de l'image est bien visible en y , non sans lien étroit avec le phénomène de dédoublement nord-sud dont il a été question précédemment et qui sera repris plus loin.

V.4.3 Coma triangulaire et éclatements de la FEP

La variabilité de la qualité d'image au sein d'un cube de données a été soulignée dans la première partie de ce paragraphe. Nous avons vu de manière qualitative sur la morphologie de la FEP, dans les bandes H, K, L et M, que la présence d'une forte coma triangulaire dans le pic cohérent des moins bonnes images accompagne une perte de qualité d'image. Cette aberration résiduelle dépend de la correction et entraîne logiquement une baisse de rapport de Strehl, et un déplacement du centroïde de l'image. Dans la bande J, alors que les meilleures images montrent systématiquement une aberration résiduelle, les moins bonnes montrent un éclatement de la FEP, laissant place à un speckle brillant au centre du champ, entouré par d'autres plus ou moins brillants.

En repérant la position du second maximum relativement au pic principal de chaque pose, il est possible de mettre en évidence ces deux régimes, de speckle stabilisé au centre du champ d'une part, et de pic cohérent entaché d'une aberration résiduelle de coma triangulaire d'autre part. La figure V.7 montre que l'intensité et la position du pic secondaire varient d'une pose à l'autre avec, comme caractéristique:

- des positions privilégiées correspondant aux lobes de la coma triangulaire, dans chacune des cinq bandes.
- une importance relative à l'intensité du pic principal qui diminue de J à L, 55% en J, 33% en H, 28% en K, \simeq 20% en L' et M.
- en J et H, les poses qui occupent les positions "hors-lobe" correspondent à des FEP où subsistent des speckles. De telles poses apparaissent en M, mais ce sont les poses qui ne présentent pas de coma triangulaire.
- Si chacun des lobes de la coma triangulaire peut tour à tour être prépondérant, l'aberration garde la même orientation générale.

V.5 Caractéristiques de la FEP "pose individuelle"

Dans cette section, toutes les poses acquises dans les bandes J, H, K, L, L' et M au cours des quatre nuits d'observation sont rassemblées dans le souci d'offrir une statistique représentative de leurs caractéristiques. Pour chacune des poses, les paramètres, tels que le rapport de Strehl, l'énergie cohérente ou le rayon de 50% d'énergie, ont été extraits. L'abus de langage relatif à l'usage de la dénomination "rapport de Strehl" pour des poses "courtes" (de l'ordre de la seconde) a été souligné précédemment; nous ne reviendrons pas sur ce point.

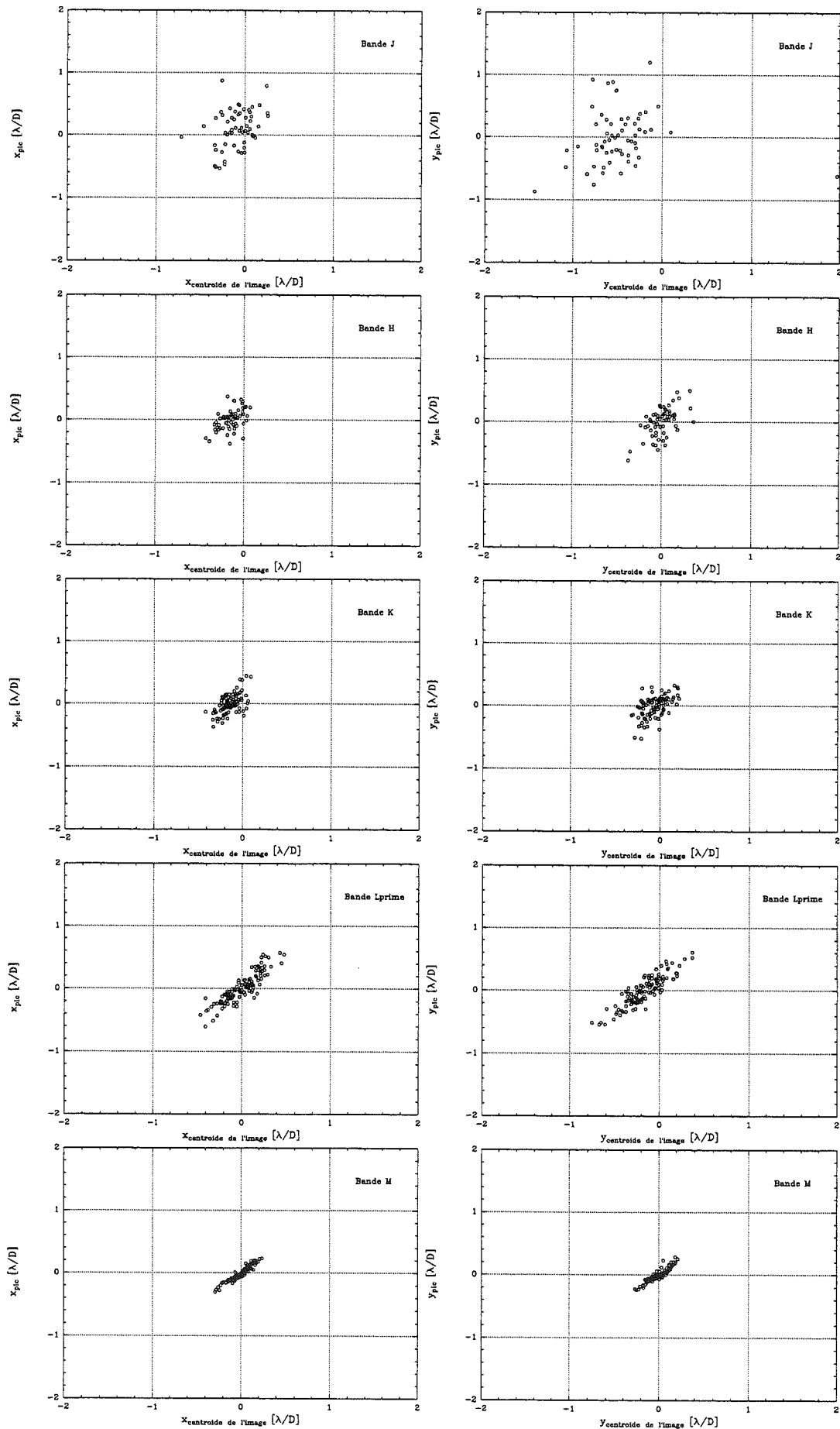


Figure V.6 – Mouvement résiduel sur le pic en fonction du mouvement résiduel sur le centroïde de l'image dans les bandes J, H, K, L et M sur une observation représentative. Le zéro correspond à la position moyenne en x (resp. en y) du pic sur le cube.

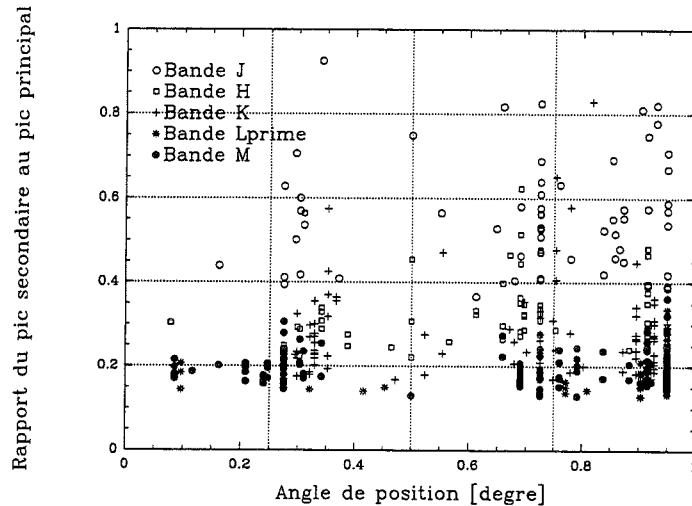


Figure V.7 – Rapport de l'intensité du pic secondaire à celle du pic principal pour l'ensemble des poses de cinq images respectivement prises dans les bandes J, H, K, L et M

V.5.1 Rapport de Strehl

La figure V.8 donne la fonction de répartition du rapport de Strehl dans les bandes J, H, K, L' et M, normalisée à la valeur moyenne de la distribution de l'échantillon considéré. Celle-ci, et la variance qui lui est associée, sont données sur le tableau V.4.

bande	J	H	K	L'	M
échantillon (nbre de poses)	1300	1400	1500	600	400
valeur moyenne	3.6%	11%	25%	53%	84%
sigma	2.6%	5.5%	9%	10%	8%

Tableau V.4 – Statistique obtenue sur le rapport de Strehl évalué sur les poses individuelles

La dispersion en rapport de Strehl est d'autant plus importante que celui-ci est faible. En bande J, où le rapport de Strehl moyen est de 3.6%, la fonction de répartition met en évidence la présence d'une longue queue à la distribution: bien que faible, il existe une probabilité d'obtenir des images de bonne qualité¹. Cela peut être interprété par le fait que la correction en bande J est encore dominée par un régime de speckle. C'est aussi le cas sur certaines images en bande H où l'existence d'une queue à la distribution se répercute sur la fonction de répartition. Ce phénomène disparaît complètement en bandes K, L' et M pour lesquelles la fonction de répartition est abrupte, traduisant la meilleure efficacité de la correction dans ces bandes.

Une remarque s'impose. La variance obtenue sur le rapport de Strehl est importante, quelle que soit la bande d'observation. Un cube de poses correspondant à l'observation d'un objet peut-il être représentatif de la distribution totale (complet au sens statistique du terme)? La réponse est négative. Reprenons l'exemple considéré au paragraphe V.4.1 en bande L'. La valeur moyenne du rapport de Strehl des poses du cube était de 64% (avec $\sigma(SR) = 7\%$), soit un écart significatif avec la valeur moyenne de l'échantillon considéré ici. On peut poursuivre en remarquant que l'échantillon étudié

1. ceci n'est pas sans rappeler le résultat obtenu par Fried dans le cas d'une observation limitée par la turbulence (Fried 1966)

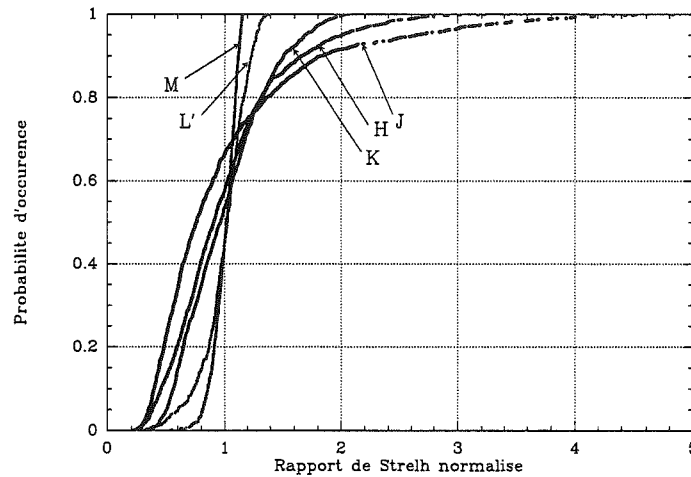


Figure V.8 – Fonction de répartition du rapport de Strehl sur les poses individuelles (normalisée au rapport de Strehl moyen), dans les bandes J, H, K, L' et M.

dans ce paragraphe est représentatif des conditions d'observation obtenues au cours de quatre nuits¹, et n'est lui-même en aucun cas complet, c'est-à-dire représentatif de toutes les conditions d'observation possibles.

V.5.2 Energie cohérente

Comme nous l'avons indiqué au paragraphe V.2.1, l'énergie cohérente est un paramètre qui caractérise plus finement la correction que le rapport de Strehl plus couramment utilisé, surtout à correction partielle. Elle corrobore l'existence d'un pic cohérent dans l'image, qui traduit la correction par l'optique adaptative, notion qui n'est pas incluse dans le rapport de Strehl.

La figure V.9 montre la relation qui existe entre le rapport de Strehl et l'énergie cohérente sur l'ensemble des poses considérées, dans les bandes J, H, K, L, L' et M. On s'attend à ce que $SR \simeq E_c$ (voir (Conan 1994))², si la correction est suffisante. C'est en effet le cas sur la totalité des images obtenues en M et la plupart de celles qui ont été obtenues en H, K, L et L'. Pour les autres, dans ces dernières bandes, l'extraction de l'énergie cohérente, fondée sur l'énergie contenue dans le pic principal, se trouve biaisée par le fait que ce pic principal présente une élongation (d'où une surestimation de l'énergie cohérente). C'est de fait le cas en bande J. Pour de telles poses, la notion d'énergie cohérente, du moins au sens où elle a été calculée, perd son sens. Mais ici encore, une démarche pragmatique m'a fait garder la même dénomination.

Il faut noter la grande dispersion des mesures en M, où le fort flux de fond induit un rapport signal/bruit plus faible, et donc une erreur de mesure de l'ordre de 15%.

Cependant les conclusions suivantes restent valables:

- La plupart des poses en H, K, L, L' et M présentent un pic cohérent. Ce n'est pas le cas en J.
- L'écart significatif entre l'énergie cohérente et le rapport de Strehl qui subsiste en H, K, L, L' et M est dû au fait que le calcul du rapport de Strehl a été effectué en prenant comme référence la

1. au demeurant remarquables par leur stabilité, ce qui est en soi bien entendu un cas à part.

2. la différence qui existe entre les deux, c'est la hauteur du halo

FEP idéale de l'instrument. Il aurait été plus juste de prendre comme référence la FEP réelle de l'instrument qui est entachée d'aberrations statiques résiduelles. Celle-ci est mesurable dans les bandes J, H et K¹. Dans les bandes L et M, la présence d'un fond fortement émissif à proximité de la source (support de la fibre) rend sa mesure difficile. Il est cependant possible de faire le chemin inverse, c'est-à-dire de déduire approximativement de la figure V.9 l'aberration statique du banc d'optique adaptative lors de ces nuits d'observation. Les résultats sont présentés sur le tableau V.5.

H	K	L	L'	M
70%	86%	93%	95%	8%

Tableau V.5 – Rapport de Strehl de la FEP statique de l'instrument d'optique adaptative au cours des nuits d'observation considérées, dans les bandes H, K, L, L' et M

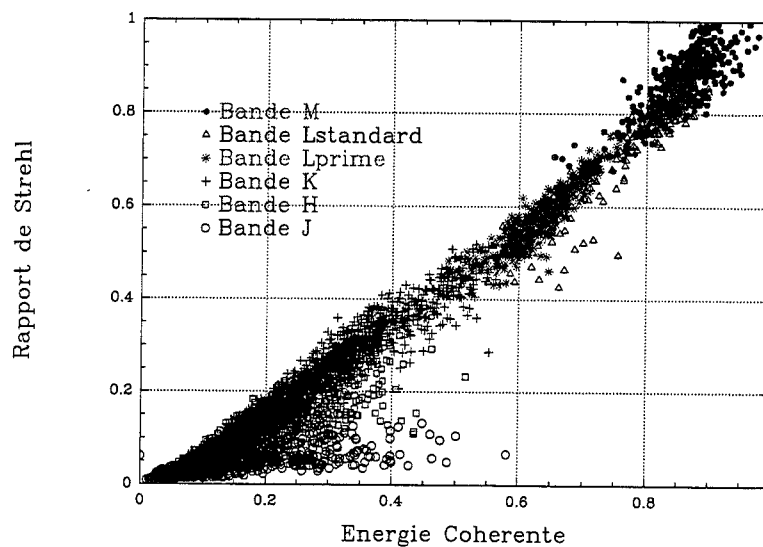


Figure V.9 – Rapport de Strehl en fonction de l'énergie cohérente pour la totalité des poses prises pendant les quatre nuits d'observation en J, H, K, L, L' et M.

V.5.3 Rayon de 50% d'énergie

Le rayon de 50% d'énergie (voir paragraphe V.2.1) a été extrait pour l'ensemble des poses acquises lors des quatre nuits d'observation. La figure V.10 représente le rapport de Strehl en fonction de ce paramètre. Deux régimes sont clairement mis en évidence sur cette figure:

- La dispersion est importante dans les bandes J, H et K pour un rayon de 50% compris entre 3 et $10 \lambda/D$.
- En bandes L, L' et M² et pour certaines des images en K, la corrélation entre le rapport de Strehl et le rayon de 50% d'énergie est excellente, et chaque bande est bien différenciée l'une

1. L'acquisition de la FEP statique du système d'optique adaptative est en pratique possible, mais ne fait pas partie des tests "de routine" lors des nuits scientifiques (elle devrait de fait être systématique). Une partie des données exposées ici ayant été acquise lors de nuits scientifiques, je ne dispose pas toujours de cette calibration

2. On peut remarquer que le rapport de Strehl dans cette dernière bande est surévalué. Cela est dû au fait que

de l'autre. Le rayon de 50% d'énergie normalisé sature en outre à $\simeq 0.75$, correspondant à la valeur prise par ce paramètre pour la FEP théorique de l'instrument. Pour de faibles valeurs du rapport de Strehl, par exemple en bande L', la diminution du R_{50} est plus rapide.

La différence entre ces deux régimes traduit la présence (ou l'absence) d'un pic cohérent. Quand ce dernier est "formé", $R_{50} \simeq \lambda/D$. Dans le cas contraire, sa distribution s'élargit tout en se dispersant

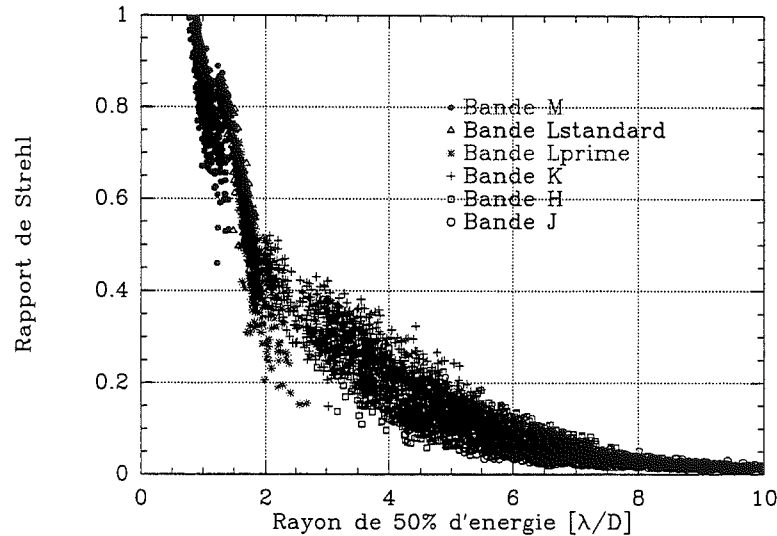


Figure V.10 – Rapport de Strehl en fonction du rayon encerclant 50 % de l'énergie pour la totalité des images prises pendant les quatre nuits d'observation en J, H, K, L, L' et M.

Cette courbe est en accord avec une courbe similaire obtenue par Tessier (Tessier 1997) où sont incluses des simulations pour des rapports D/r_0 différents. Tessier souligne la grande dépendance du rayon de 50% d'énergie au rapport D/r_0 . Ce dernier point se comprend d'ailleurs intuitivement, le rayon de 50% d'énergie étant une mesure sensible de l'étendue du halo (voir paragraphe V.6). Cela explique alors la baisse de dispersion des bandes J, H et K aux bandes L et M, à mesure que r_0 (à la longueur d'onde de l'image) augmente.

V.6 La FEP longue pose

La FEP longue pose s'exprime par la transformée de Fourier de la FTO longue pose donnée par (voir paragraphe V.1):

$$FTO(\bar{\rho}/\lambda) = \langle FTO_i(\bar{\rho}/\lambda) \rangle$$

où la moyenne $\langle \rangle$ tient lieu de moyenne temporelle.

Ainsi l'empilement d'images individuelles acquises sur un temps suffisamment long¹ peut fournir une l'énergie de la FEP est sous évaluée, puisqu'une partie de son énergie, celle contenue dans ses ailes, se perd dans le bruit de fond de ciel. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe IV.4 traitant de la photométrie dans ces bandes. Notons cependant que cela n'affecte en rien le résultat obtenu (courbe V.10) puisque l'énergie cohérente est entachée du même biais. Pour une mesure absolue, seules les FEP qui ont un bon rapport signal/bruit seront retenues (voir en particulier la figure V.24).

1. notion qui reste à préciser...

estimation de la FEP longue pose. L'échantillon considéré ici, qui contient des FEP de temps d'intégration équivalent ou supérieur à $\simeq 30s$, remplit *a priori* le critère de FEP longue pose.

V.6.1 Comment l'obtenir?

La technique de recentrage et addition¹ est une technique classique en astronomie. Elle consiste à recentrer les images acquises, les unes par rapport aux autres avant de les sommer (les empiler). Nous avons mis en évidence au paragraphe V.4.1 la variation temporelle de la position du pic principal, attribuée au résidu de correction du tilt. Le recentrage de la position du pic principal sur chaque pose individuelle d'un cube permet alors une correction *a posteriori* de ce résidu. Cette technique est particulièrement efficace sur les images d'optique adaptative comme le montre le tableau V.6, qui donne le gain moyen dans chaque bande d'une telle technique. Ce gain a été évalué en comparant le rapport de Strehl des images-sommes (des cubes de poses) avec et sans SAA.

J	H	K	L'	M
10%(5-24%)	10%(7-24%)	8%(5-16%)	6%(4-8%)	4%(0-5%)

Tableau V.6 – Gain en rapport de Strehl de la technique SAA (le minimum et le maximum de la distribution sont donnés entre parenthèses)

Le gain en rapport de Strehl sur l'image-somme des cubes de poses apporté par une technique de SAA est tracé en fonction du sigma *rms* (projeté sur l'axe x) du mouvement résiduel du pic sur les poses des cubes correspondant figure V.11. Un effet de saturation est visible dans les bandes J et H, où le gain reste limité à 10-15% en dépit des valeurs élevées du sigma *rms* du mouvement résiduel du pic, supérieur à $0.25 \lambda/D$. Sur certaines images en H et en K, L et M, le gain reste appréciable, et bien corrélé au sigma *rms* du mouvement résiduel du pic. Il aurait donc été préférable de diminuer le temps d'intégration dans les bandes H et J (ici de l'ordre de la seconde) afin d'améliorer les performances de la procédure de SAA dans ces bandes. Il faut cependant noter que le choix du temps d'intégration est subordonné au souci d'efficacité d'observation, le temps de lecture de la caméra SHARPII+ utilisée étant de 740ms.²

En bandes K, L et M, après application d'une procédure SAA sur les cubes de poses, subsiste une faible corrélation entre le rapport de Strehl extrait sur l'image somme et le sigma *rms* du mouvement résiduel sur le pic mesuré sur les poses du cube (figure V.12), montrant les limites d'une procédure de SAA *a posteriori*.

La variabilité de la correction au sein d'un cube de poses a été explicitée au paragraphe V.4.1. Nous avons alors parlé de "moins bonnes images" (figure V.4). Prises en compte dans le calcul de l'image-somme du cube de poses, il est clair qu'elles contribuent à la baisse de qualité de cette dernière. Il est classique d'utiliser des procédures de sélection d'images en astronomie. Dans le domaine de l'optique adaptative, elles sont susceptibles d'apporter un gain considérable, en particulier lorsque la correction est très partielle³ ou dominée par un régime de speckle. C'est le cas en J (figure V.8) où une sélection de 10% des poses permet d'envisager un gain appréciable en rapport de Strehl (d'un facteur 3 environ), au détriment de l'efficacité dans l'observation. En H, K, L et M, le gain est déjà

1. SAA (shift and add) pour les anglo-saxons

2. on comprend alors le gain apporté par des détecteurs tel celui de COMIC, lu en 40ms.

3. voir Conan pour les échelles de correction, partielle, très partielle... certes un peu arbitraires

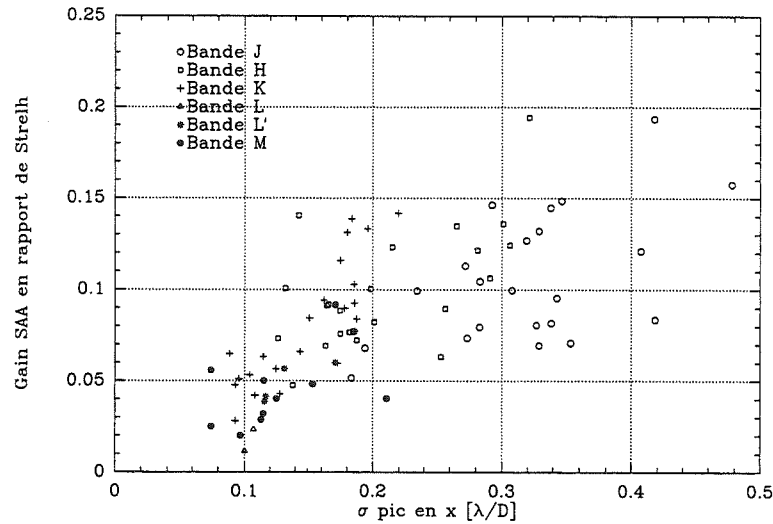


Figure V.11 – Gain de la procédure SAA en fonction du sigma rms du mouvement résiduel sur le pic (projeté sur l’axe des x).

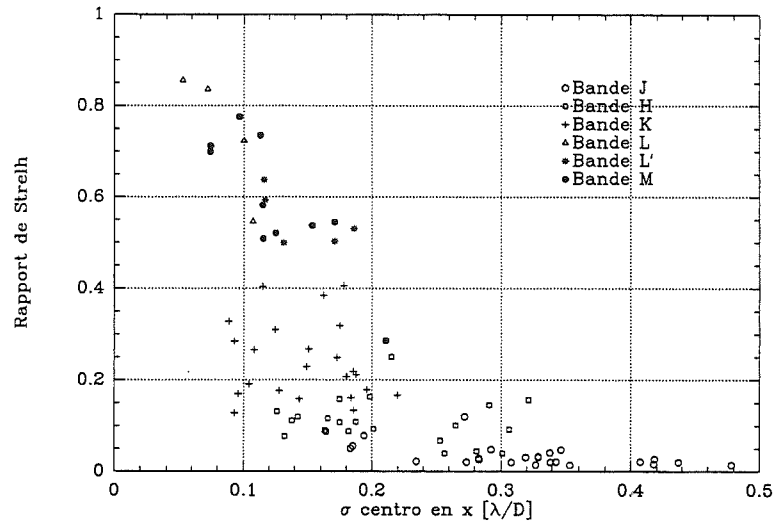


Figure V.12 – Rapport de Strehl de l’image somme après application d’une procédure de SAA sur les poses du cube en fonction du sigma rms du mouvement résiduel sur le pic (projeté sur l’axe des x).

appréciable en sélectionnant 80% des poses (figure V.8).

Un choix “naturel” de critère de sélection peut être le rapport de Strehl, par sa relative facilité d’obtention (maximum de l’image normalisée en flux), quoique l’énergie cohérente apparaisse comme un paramètre plus sensible à la qualité des images (figure V.9). La “métrique” choisie nécessite un bon rapport signal/bruit sur les poses¹.

Ne garder qu’un pourcentage donné des poses individuelles n’est en fait envisageable, pour garder le rapport signal/bruit désiré sur les images sommes, qu’en adaptant le nombre de poses acquis en temps

1. le rapport signal/bruit sur chaque pose comme limite d’une procédure de sélection est un point abordé par Ford (Ford *et al.* 1996)

réel, au moment de l'observation. Ce type de procédure pourrait être envisagé sur un instrument d'optique adaptative, selon les conditions d'observation et à partir des données fournies par le calculateur de front d'onde. Faute de disposer de ce type d'outils sur l'instrument actuel, il est préférable, lors d'une sélection *a posteriori* de n'écartier qu'un minimum d'images. En ne gardant par exemple que les images dont le rapport de Strehl est supérieur au seuil $\bar{SR} - \sigma(SR)$ sur la distribution que constituent des poses du cube, le gain sur le rapport de Strehl par rapport à la simple application de la technique de SAA est alors loin d'être négligeable (tableau V.7).

	J	H	K	L'	M
gain	7%(4-14%)	8%(5-11%)	5%(2-10%)	4%(2-5%)	7%(0-13%)
% images sélectionnées	82%(60-90%)	84%(70-90%)	85%(78-92%)	85%(80-90%)	85%(75-90%)

Tableau V.7 – Gain moyen en rapport de Strehl sur les images-sommes et nombre moyen d'images sélectionnées, après sélection selon le critère $SR > \bar{SR} - \sigma(SR)$. Le minimum et le maximum de la distribution sont donnés entre parenthèses

Le gain est de l'ordre de 7% en J et H et descend à 5% en K et L. En M, où le bruit dû au fond est important (et le rapport signal/bruit diminue), la procédure de sélection est d'autant plus efficace.

V.6.2 Morphologie de la FEP longue pose

La FEP longue pose est obtenue à partir d'un cube de pose, par application d'une procédure de SAA (avec pour référence le pic central de chaque pose) sur un sous-ensemble de poses sélectionnées selon un critère de qualité tel que celui défini précédemment ($SR > \bar{SR} - \sigma(SR)$). La figure V.13 montre la morphologie de la FEP pour différents degrés de correction, dans les bandes J, H, K, L' et M. Il s'agit ici d'un exemple, mais nous verrons par la suite en quoi la FEP est susceptible de varier.

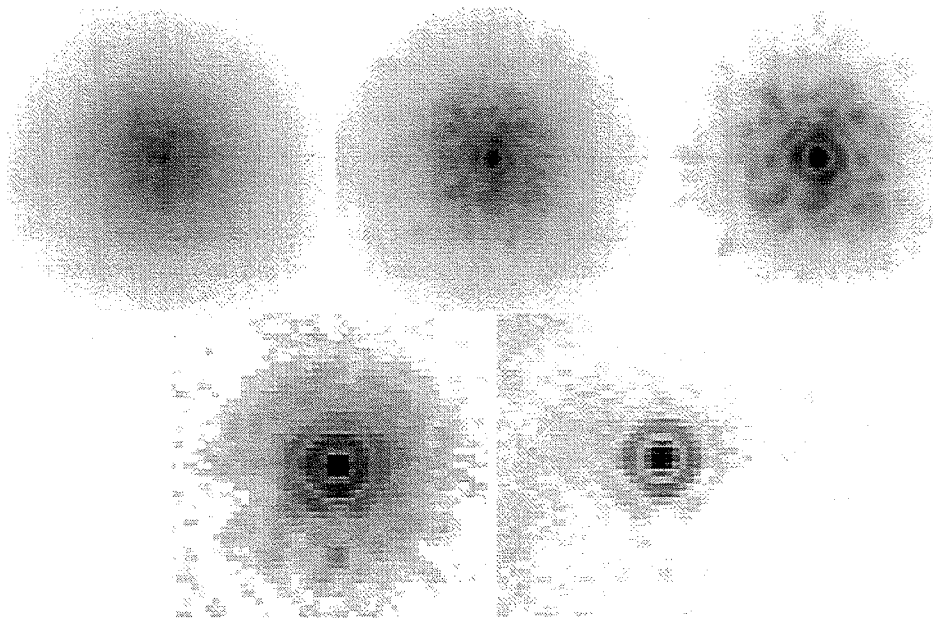


Figure V.13 – Morphologie de la FEP longue pose dans les bandes J, H, K, L' et M (échelle logarithmique)

Les deux composantes de la FEP propres à l'optique adaptative sont bien visibles sur ces images:

- Un halo très étendu qui s'étend jusqu'à environ $2.8''$ du pic central. Cette extension est une première approximation indépendante de la bande d'observation (ce qui, par un effet de niveaux hauts et bas de l'image, n'apparaît pas ici). L'énergie contenue dans le halo est en outre d'autant plus faible que la longueur d'onde d'observation est élevée. En M, le halo se "perd" dans le bruit de fond.
- Un pic cohérent bien marqué. Alors que le premier anneau de diffraction est visible dans toutes les bandes, le deuxième anneau est clairement visible en bandes L et M (voire ébauché en bande K). On remarquera le gain en résolution (la largeur à mi-hauteur du pic central) de la bande M à la bande J.

Les structures de speckle ont disparu de ces images. Bien sûr, le grand classique de l'araignée (le support du miroir secondaire) apparaît à la base du halo, mais d'autres structures, stables, sont visibles sur ces images; elles apparaissaient déjà dans les meilleures poses de la figure V.4 et se retrouvent d'une bande à l'autre, par exemple en bandes H et K¹. Ces empreintes sont imputables aux acteurs du miroir déformable² et peuvent être considérées comme correspondant à la FEP statique de l'instrument. Nous verrons par la suite qu'elles changent avec la position du télescope.

La coma triangulaire reste visible sur ces images. Elle reste très marquée en J, et l'est beaucoup moins en L et M.

La figure V.14 représente les profils radiaux moyens (normalisés à l'intensité maximale prise par le pic) des FEP pour différents degrés de correction, dans les bandes J, H, K, L' et M³. La formation du pic cohérent apparaît de manière évidente, en même temps que diminue le halo, avec l'amélioration de la correction. En L' et M, où la correction est comparable ($SR \simeq 60\%$), les FEP sont très similaires et se rapprochent notablement de la FEP théorique. De plus, les images sont quasiment limitées par la diffraction dès que le rapport de Strehl est supérieur à environ 25%, c'est-à-dire dès la bande H (voir aussi figure V.24). Lorsque que la correction est faible, en J par exemple, la contribution du halo est très importante, en même temps que l'augmentation notable de la largeur du pic principal.

La contribution du halo est représentée de manière plus appropriée figure V.15. Sur la figure de droite, la contribution du halo a été isolée par soustraction du pic cohérent à la FEP globale. En particulier, plus le degré de correction est élevé, plus le halo est étroit. On retrouve ici le comportement prédit par Conan (Conan 1994) dans le cas où, le nombre de modes corrigés restant sensiblement constant, le paramètre D/r_0 varie suivant la longueur d'onde de l'image⁴. A noter que le raisonnement présenté par Rigaut (Rigaut 1992) correspond à un nombre de mode corrigé variable: dans ce cas la largeur du halo augmente avec le nombre de modes corrigés.

La morphologie du halo varie considérablement pour un rapport de Strehl inférieur à $\simeq 30\%$ et semble ensuite se stabiliser pour un rapport de Strehl supérieur à 40% (ici en bandes L' et K). La largeur à mi-hauteur du halo est alors de l'ordre de $5\lambda/D$. On constate aussi l'apparition d'un "socle" plus marqué au pied du halo, qui se traduit par une rupture de la pente à environ $4\lambda/D$ sur les profils de la figure V.15. C'est encore plus visible sur la figure V.16 ($SR=42\%$, bande K). La morphologie du halo n'est pas représentée en bande M. Nous avons vu que dans cette bande, le halo "se perd" dans le

1. il s'agit de la même étoile de référence observée à quelques minutes d'intervalle
 2. voir interférogramme du MD
 3. A noter que le fait que le premier minimum de la FEP ne soit pas nul est un artefact de calcul de la moyenne radiale.
 4. r_0 étant bien entendu considéré à la longueur d'onde de l'image.

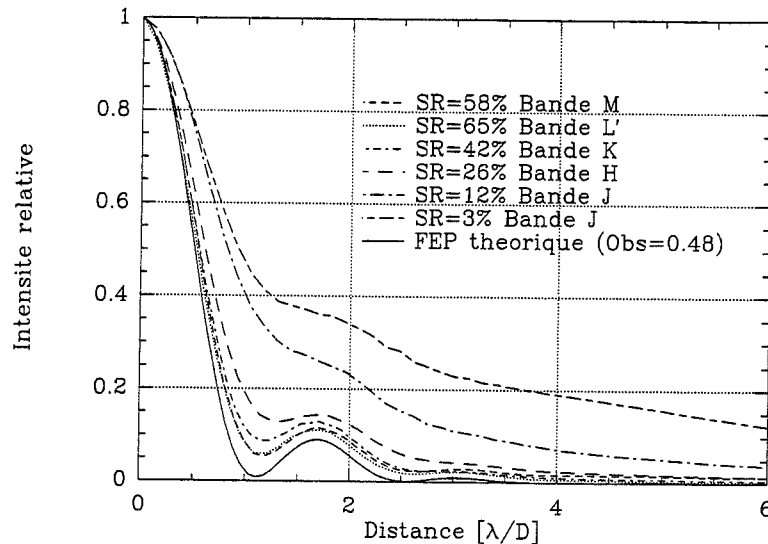


Figure V.14 – Profil de la FEP pour différents degrés de correction

bruit de fond thermique. Il convient de remarquer cependant qu'en bande L', sur cet exemple précis (rapport signal/bruit $\simeq 500$), une partie non négligeable du flux se perd aussi dans le bruit de fond (ce point a été considéré sous un autre point de vue au paragraphe IV.4).

Les propriétés de largeur à mi-hauteur seront exploitées ultérieurement (paragraphe V.6.4.1).

V.6.3 Stabilité (à court terme) des images longue pose

La variabilité de la correction a été étudiée précédemment en considérant les poses individuelles (cube) destinées à être empilées pour former une image-somme, c'est-à-dire la FEP longue pose. En particulier, l'analyse de cette variabilité nous a permis de dériver une procédure d'obtention des FEP longue pose, incluant les techniques de SAA et de sélection des poses. Le point qui doit maintenant être étudié, c'est la variabilité des FEP longue pose elles-mêmes sur une période de l'ordre de quelques minutes (temps nécessaire à l'acquisition séquentielle de l'objet et de sa FEP. C'est ce qu'on sous-entend dans "court terme"). Ce qui compte, c'est sa "stabilité": *a priori* la déconvolution des images obtenues n'a de sens que dans la mesure où la correction, et donc la FEP (la réponse impulsionnelle du système) est stable. Ce qui a été dit dans les paragraphes précédents montre la variabilité de la FEP. Elle a été soulignée sur une échelle de temps de l'ordre de la nuit au paragraphe V.5. Sans doute aurait-il fallu alors définir ce qu'on entendait par variabilité. Cette définition ne s'imposait pas, tout au plus était-elle intuitive, mais elle apparaît désormais nécessaire. La notion de variabilité est à rapprocher de la notion de bruit, et donc inséparable de la notion de signal. En particulier, ce qui nous intéresse ici, c'est le bruit introduit par la variabilité éventuelle de la FEP longue pose sur la répartition d'intensité de l'objet obtenue après application d'une procédure classique¹ de déconvolution sur les images.

La procédure d'observation usuelle consiste en l'observation séquentielle d'une FEP de calibration sur une étoile non résolue, puis de l'objet scientifique, puis d'une nouvelle FEP de calibration sur une étoile non résolue qui peut être la même que l'étoile non résolue précédemment observée. Une limite à la variabilité de la correction entre l'observation de l'objet et de sa FEP de calibration est donc

1. à moins d'adapter le processus de déconvolution à cette variabilité. C'est le cas des déconvolutions aveugles ou myopes (Jefferies & Christou 1993).

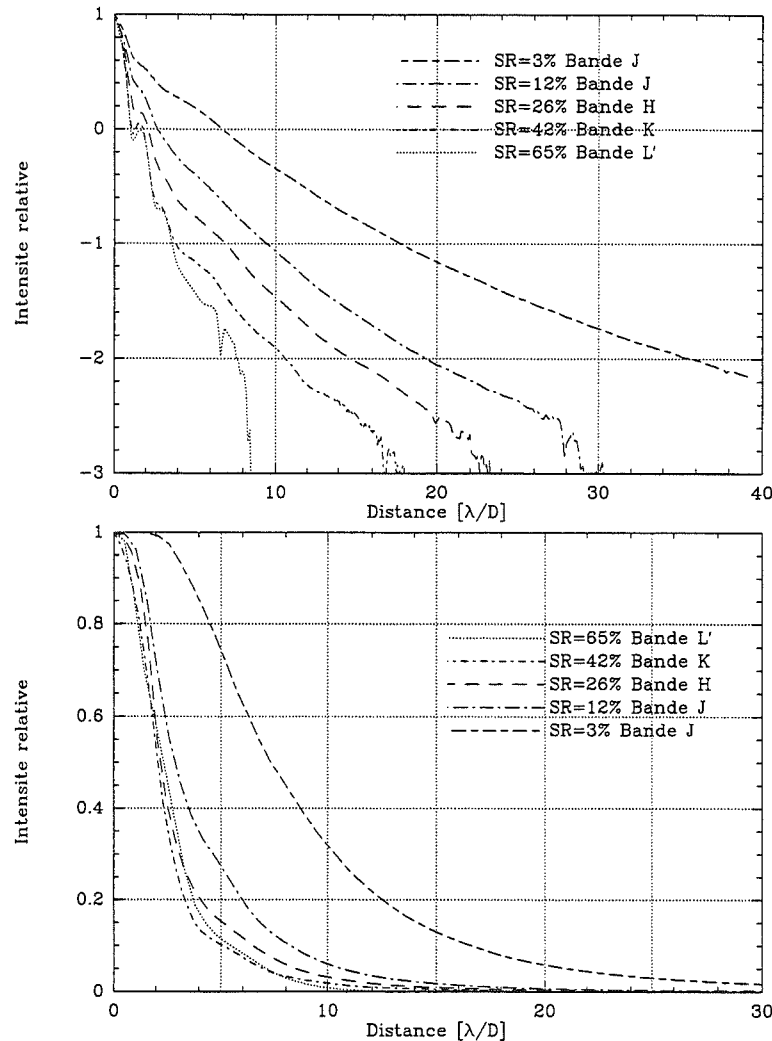


Figure V.15 – Profil du halo pour différents degrés de correction (échelle des ordonnées logarithmique)

donnée par la comparaison des FEP de calibration de cet objet. C'est ce que nous allons faire sur l'échantillon de FEP considéré, d'abord sur un exemple précis, puis sous un angle de vue statistique (représentatif de notre échantillon).

La figure V.17 compare les profils radiaux de deux FEP de calibration qui ont accompagné l'observation d'un objet. Le temps qui sépare l'observation de ces FEP de calibration est de l'ordre de 20 mn¹. Dans chaque cas, les étoiles FEP de calibration sont différentes (PSF1=HD 76516, PSF2=HD 76282, elles donnent le même rapport signal/bruit sur l'analyseur de front d'onde, $m_v=8$). La stabilité de la correction se dégrade en allant de la bande K à la bande J. Il apparaît clairement sur cette figure que la principale cause de variation de la FEP est contenue dans le halo².

Cet exemple a l'avantage de montrer une (relative) stabilité de la correction. Il ne permet pas, en revanche, de discriminer l'influence de la FEP. On peut penser par exemple que la différence de

1. typique de la séquence FEP de calibration, objet, FEP de calibration

2. comme déjà souligné sous un autre point de vue (celui de la caractéristique des images proprement dites) au paragraphe V.6.2

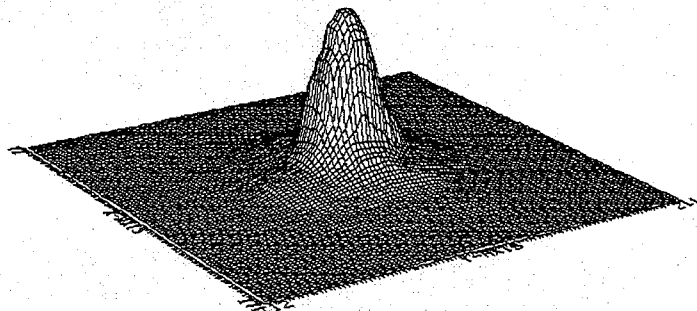


Figure V.16 - Vue en surface du halo (SR=42%, bande K)

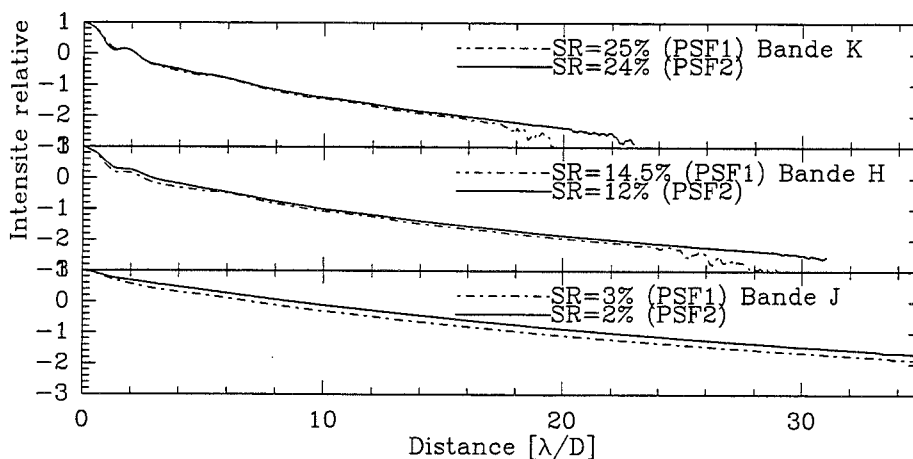


Figure V.17 - Variabilité de la FEP, profils radiaux (échelle logarithmique)

magnitude des FEP de calibration est responsable de la baisse de correction (et c'est sûrement vrai si la correction est stable!). Un autre exemple est fourni par la figure V.18. Cette fois, la correction se dégrade drastiquement en H et J (à noter que dans cette dernière bande, les deux poses ont été prises sur la même étoile de calibration). C'est un cas qui, bien que peut-être extrême, vient renforcer ce qui a été dit précédemment.

Les images des FEP qui constituent ces deux exemples sont représentées sur la figure V.19 en bande K. D'une image à l'autre, la structure de la FEP est la même (à quelques détails près comme nous allons le voir...), ce point venant toutefois appuyer l'argument selon lequel ces structures sont celles que présente la FEP statique de l'instrument pour une position donnée du télescope.

Revenons sur le premier exemple pour évaluer le résidu de variabilité de la correction sur la FEP en bande K. La différence des deux FEP, après qu'elles ont été normalisées à leur valeur pic, est représentée sur la figure V.20. L'extension du halo avant soustraction, est de l'ordre de $2.1''$ de rayon. On remarque, de manière qualitative, que la contribution étendue du halo n'est pas présente dans le

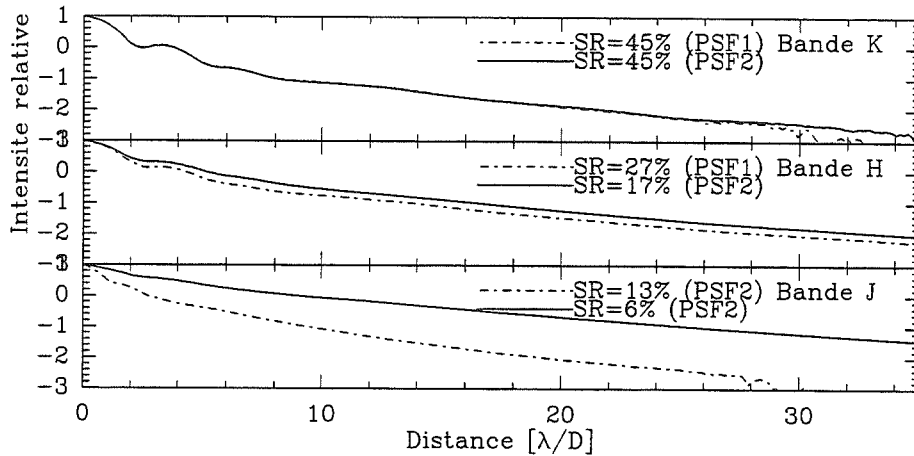


Figure V.18 – Variabilité de la FEP, profils radiaux (échelle logarithmique)

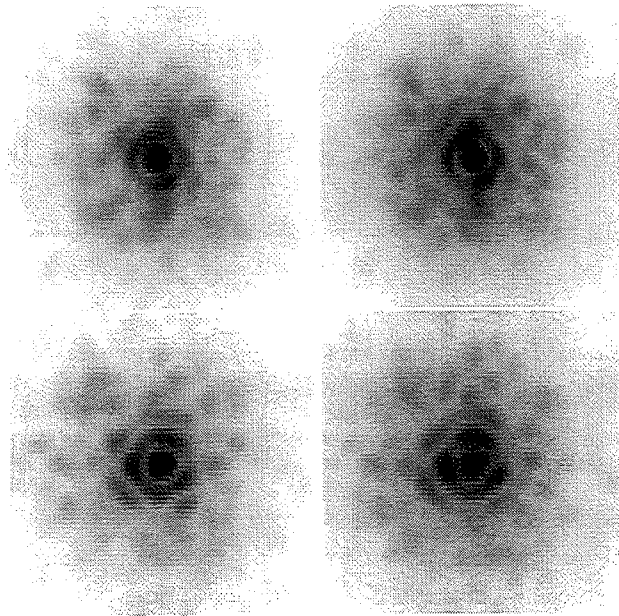


Figure V.19 – Variabilité de la FEP, images dans la bande K

résidu de soustraction, qui reste limité à un rayon de l'ordre de 1.3". On est alors limité par le bruit de lecture de la cible pour étudier d'éventuelles variations dans le halo¹. Ce qui apparaît prédominant, ce sont des structures à petite échelle dans la zone du pic cohérent. Bien que l'écart type de la distribution d'intensité y soit faible, de l'ordre de 0.05% du pic principal avant soustraction, la valeur maximale est l'ordre de 7% de la valeur prise par le pic principal. Sur le profil de la figure V.20, qui représente le profil de l'image précédente pris en valeur absolue, les variations maximales apparaissent au niveau du pic principal, et au niveau du premier anneau de diffraction.

L'algorithme de Lucy-Richardson a été utilisé pour la déconvolution d'une image par l'autre. S'agissant d'objets non résolus, il est possible de "pousser" la déconvolution, la contrainte de positivité de l'algorithme empêchant toute amplification de bruit (Véran 1997). Les sur- et sous-intensités visibles

1. malgré un très bon rapport S/B. On perçoit ici le potentiel de la coronographie...

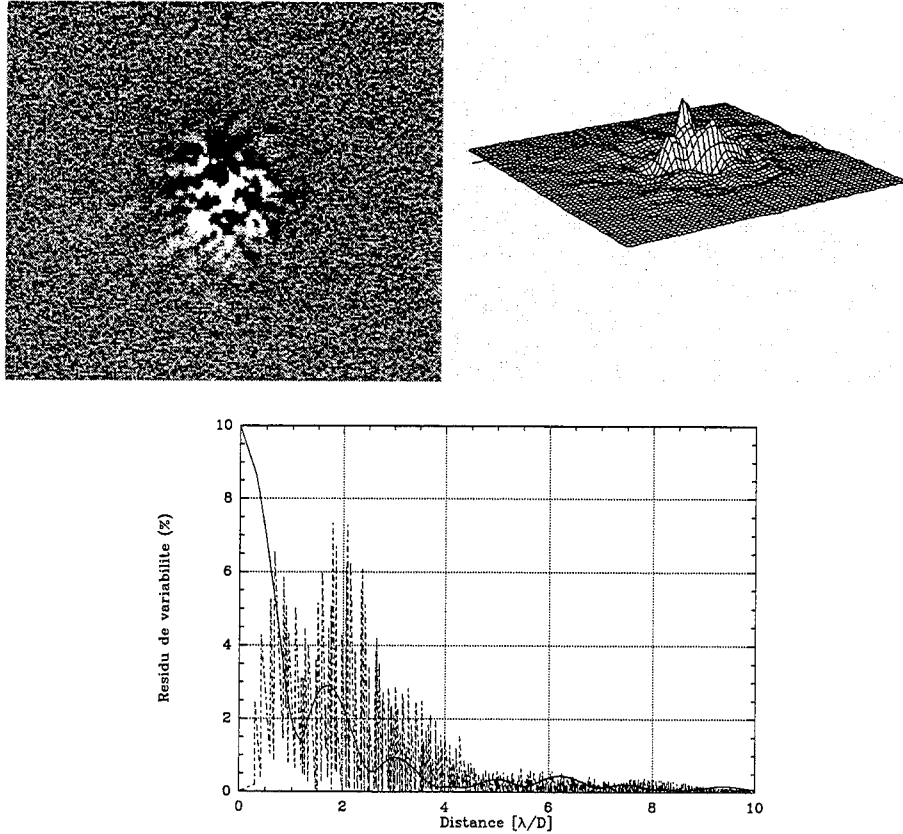


Figure V.20 – Résidus de variabilité de la FEP dans la bande K. Le cercle représenté sur l'image délimite l'extension du halo sur les FEP avant soustraction. Pour comparaison est tracé le profil radial de la FEP théorique.

sur l'image différence des deux FEP donnent naissance à des artefacts (figure V.21). Après 5000 itérations, seuls subsistent quelques résidus au niveau du premier anneau de diffraction ainsi qu'un maximum local en bas à gauche de l'image. Ces résidus sont faibles, de l'ordre du pourcent dès 500 itérations. En revanche, il faut attendre environ 5000 itérations pour une concentration de l'énergie telle que les pixels adjacents au pic représentent $\simeq 20\%$ de la valeur de ce dernier. L'erreur photométrique reste alors importante, avec une différence de $\Delta m \simeq 0.1$ entre l'image originale et le pic déconvolué (flux calculé sur le pic principal et les pixels adjacents).

Cet exemple est avant tout qualitatif. Il illustre le processus de déconvolution dans le cas précis d'un objet ponctuel et fait apparaître que la différence entre les FEP ralentit considérablement la concentration de l'énergie dans le pic central. En outre, une déconvolution trop "poussée" mène à la création d'artefacts. On se gardera d'en tirer un quelconque enseignement, quant à un processus de déconvolution appliqué à un objet accompagné d'une émission étendue ou d'un compagnon proche (dans un rayon de $1.3''$). Pour cela, il faut être capable d'évaluer le bruit sur la FEP dans le but de fournir un critère d'arrêt pour la déconvolution, en accord avec ce bruit. On souhaite alors que le résidu de déconvolution soit de l'ordre de cette incertitude sur la FEP. Encore faut-il pouvoir relier le niveau d'erreur correspondant dans l'image déconvoluée.

Comment évaluer l'erreur sur la FEP? Le résidu de la différence analysé précédemment donne des ordres de grandeur pour un estimateur, tel que le sigma ou la valeur pic à pic de cette distribution.

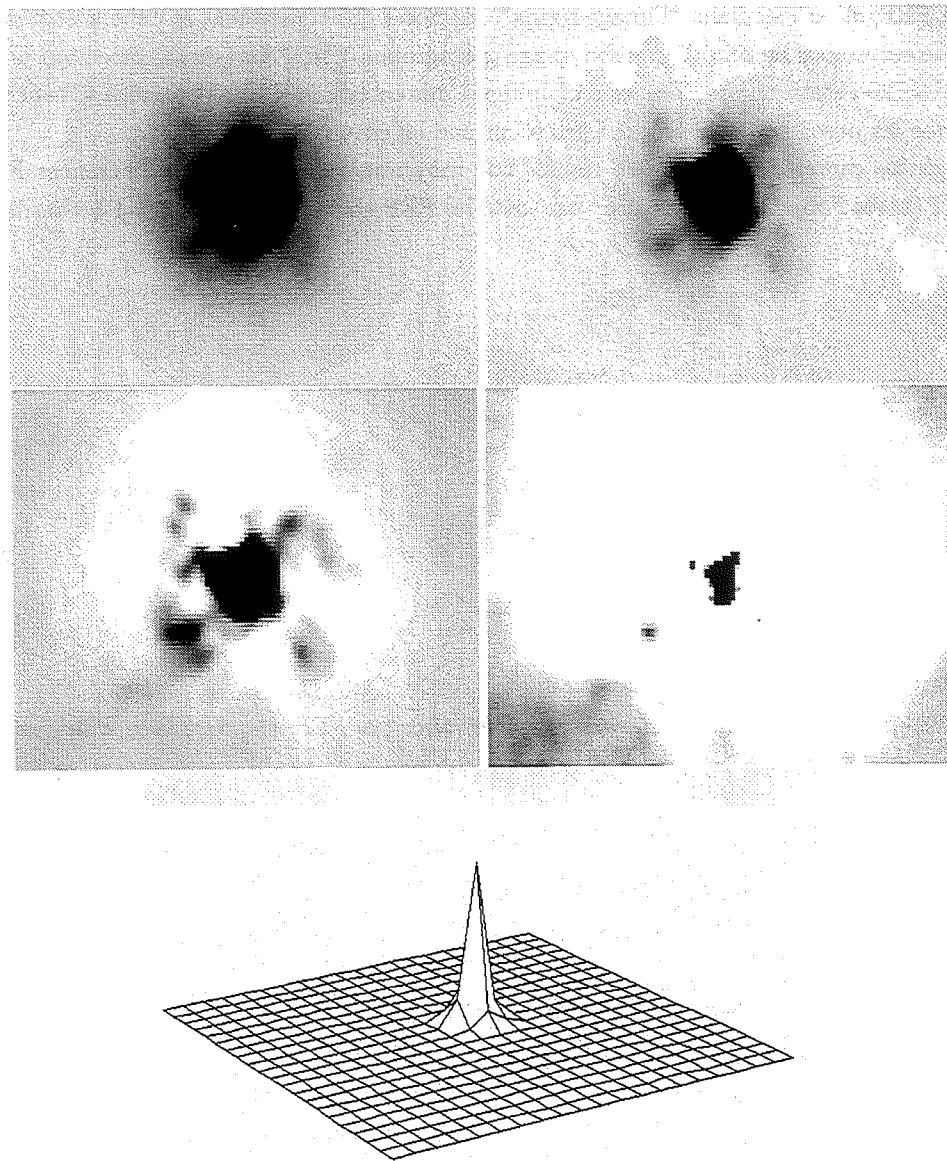


Figure V.21 - Image déconvoluée après 250, 500, 750, 1000 et 5000 itérations (image et vue en surface).

Il convient de rappeler que l'observation des deux FEP "encadrant" celle de l'objet, et sous des hypothèses de stationnarité (au vu de l'excellente similitude entre les deux FEP, à l'image de la qualité de la nuit), cette erreur doit être représentative de l'erreur commise entre FEP et objet. A ce stade, on pourrait aussi penser qu'il est possible de dériver cette barre d'erreur à partir de l'acquisition d'une seule FEP, et en calculant "l'image sigma" des poses qui constituent le cube d'acquisition. Les variations de correction au sein d'un cube image (paragraphe V.4.1) font de la correction pose à pose un phénomène non stationnaire. Tessier a clairement mis en évidence ce phénomène (Tessier 1995) en observant que les poses ne se moyennent pas selon une loi en \sqrt{t} .

Afin d'élargir les caractéristiques de ce résidu, une moyenne quadratique des différences FEP(avant l'objet)-FEP(après l'objet) a été calculée¹ sur toute les FEP normalisées en flux de l'échantillon (figure V.22).

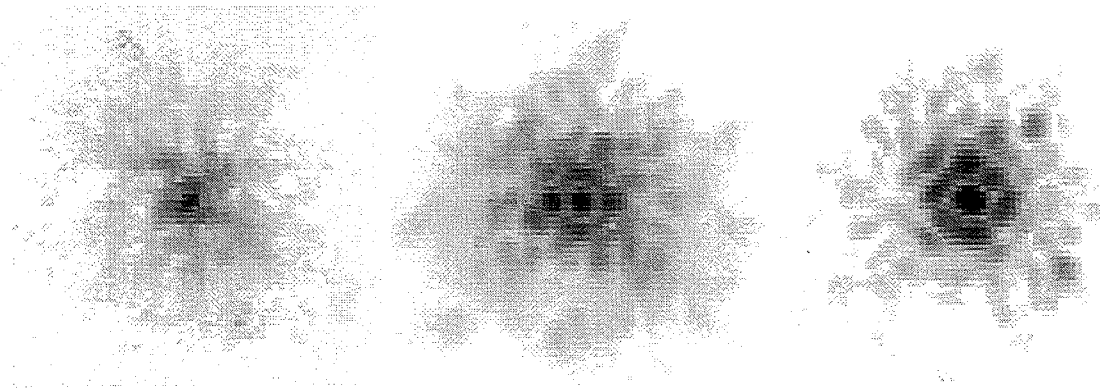


Figure V.22 – Résidu quadratique moyen de la différence des FEP de calibration, dans les bandes J, H et K.

La contribution étendue du halo² n'est pas visible sur ces images. Ce qu'elles mettent en évidence, ce sont des structures régulières en forme de quadrillage dans une zone de l'ordre de 1.3" de rayon, qui sont les mêmes dans les bandes J, H et K au facteur λ/D près. Une analyse approfondie de ces images montre que le halo n'est pas complètement corrigé dans sa partie centrale.

En conclusion de cette partie, la variabilité de la FEP se manifeste dans:

- des changements de structure dans le pic cohérent. Nous venons de voir l'allure générale de ces structures. Leur fluctuations entraînent des variations significatives dans la FEP dans un rayon d'environ $10\lambda/D$, créant des artefacts lors de la déconvolution (en particulier des fausses sources).
- des changements dans la partie centrale du halo, dépendant essentiellement de la bande d'observation (la variation dans le halo est beaucoup plus sensible en J qu'en K)

Nous avons en outre mis en évidence des indicateurs possibles de l'erreur commise sur la FEP. Ils sont rassemblés dans le tableau V.8. Ces indicateurs constituent des ordres de grandeur. Le sigma sur l'intensité du résidu a été normalisé à la valeur pic des FEP, de même que pour la valeur maximale de la distribution. Cette dernière est importante en H, se situant au niveau du premier anneau. Ce maximum baisse notablement en J: la baisse de correction concentre moins d'énergie dans le pic cohérent, et les variations de FEP se situent alors essentiellement dans le halo.

1. il ne s'agit pas d'un calcul de sigma mais d'une moyenne quadratique.

2. ce que j'ai appelé précédemment le "socle" du halo

	J	H	K
Strehl moyen	4%	12%	25%
σ (intensité résiduelle)	2%	1.5%	0.7%
Max du résidu	8%	20%	8%

Tableau V.8 –

V.6.4 Propriétés des images longue pose

Cette section a pour but d'exposer les propriétés des images longue pose et de montrer qu'elles fournissent des fonctions d'instrument. Ce point sera illustré par:

- le domaine étendu de valeurs prises par les paramètres extraits sur les images, correspondant à un large éventail de conditions d'observation.
- la cohérence qui existe entre ces paramètres.

V.6.4.1 Caractéristiques des FEP longue pose

Nous venons de voir que l'instrument d'optique adaptative permet de restituer les hautes fréquences de la fonction de transfert du télescope. Un paramètre qui traduit directement le gain en résolution est la largeur à mi-hauteur du pic cohérent (voir paragraphe V.2.2), préférée ici à la largeur à mi-hauteur de la FEP globale¹. Le pic central du pic cohérent est approché par une gaussienne: ceci s'interprète aisément en prenant en compte l'effet des résidus de tilt sur ce pic central, dont le profil s'écarte alors du profil d'une fonction de Bessel d'ordre 1 (ce qui justifie la méthode d'extraction discutée paragraphe V.2.2). La figure V.23 montre que la largeur à mi-hauteur de la FEP globale sous-estime le gain en résolution de l'instrument en moyenne de l'ordre de 7% en K, de 16% en H et de 20% en J. Dans cette dernière bande, lorsque la correction est très partielle, le pic cohérent est peu marqué et les deux paramètres sont du même ordre.

La figure V.24 montre la relation étroite qui lie le rapport de Strehl² à la largeur à mi-hauteur du pic cohérent des images longue pose. La figure du haut, figure V.24a, illustre la résolution obtenue dans chacune des bandes J, H, K, L, L' et M. Sur la figure du bas, figure V.24b, la largeur à mi-hauteur est normalisée à la résolution théorique du télescope dans chaque bande et permet de mettre en relief le comportement absolu de la correction. Pour des rapports de Strehl supérieurs à 20%, les images sont limitées par la diffraction, ce qui se traduit par un effet de saturation prononcé. A l'opposé, pour des rapports de Strehl inférieurs à 5%, on observe une augmentation nette de la largeur à mi-hauteur des images, écart qui s'interprète comme un élargissement du pic central du pic cohérent dû au mouvement de tilts résiduels. La résolution reste cependant inférieure à $2\lambda/D$.

Il existe de même un lien étroit entre l'énergie cohérente et le rapport de Strehl des images longue pose corrigées des aberrations statiques³ (voir paragraphe V.5). Cela est illustré sur la figure V.25. Le rapport de Strehl est de l'ordre de l'énergie cohérente, aux dispersions de mesure près. On s'attend

1. bien que n'étant pas spécifié, c'est *a priori* cette dernière qui est considérée par de nombreux auteurs (Tessier (1995), Rigaut *et al.* (1998))

2. Seules les FEP avec un bon rapport signal/bruit ont été retenues, pour éviter une erreur de surestimation du Strehl, due à une sous-estimation de l'énergie de la FEP (voir le paragraphe IV.4 traitant de la photométrie absolue IR)

3. au risque de confondre le lecteur, le rapport de Strehl a été ici corrigé des aberrations statiques, ce qui n'est pas le cas de la figure V.24

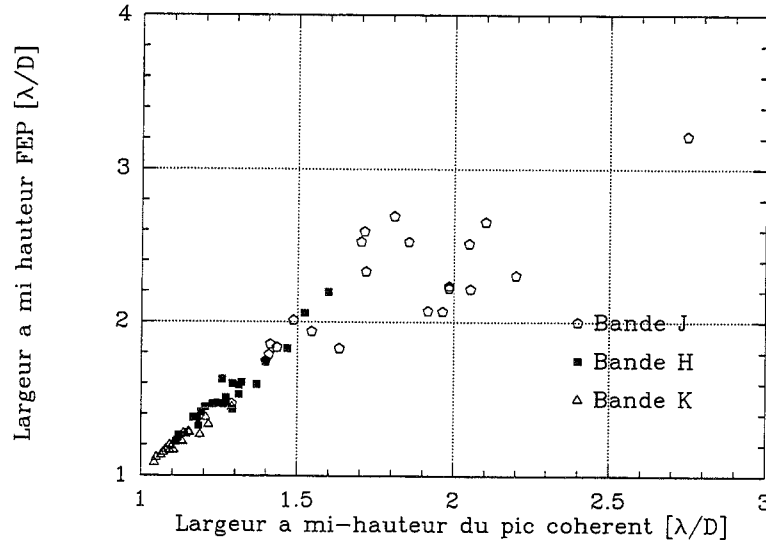


Figure V.23 – Largeur à mi-hauteur du pic cohérent en fonction de la largeur à mi-hauteur de l'image globale

d'ailleurs à ce que le rapport de Strehl soit de l'ordre de l'énergie cohérente par valeur supérieure (Conan 1994). A faible rapport de Strehl, typiquement dans les bandes H et J, c'est le résultat contraire qui est observé. Il provient de la procédure d'extraction de l'énergie cohérente (voir paragraphe V.2.2). En effet, l'énergie cohérente est calculée à partir de l'énergie contenue dans le pic central du pic cohérent. L'élargissement de la partie centrale du pic cohérent (voir figure V.24) a alors pour conséquence de surestimer l'énergie cohérente.

Nos efforts se sont jusqu'à présent concentrés sur le pic cohérent. Qu'en est-il du halo? Nous avons déjà vu qualitativement l'allure du halo lorsque nous avons étudié la morphologie des FEP longue pose (voir V.6.2). Il est caractérisé de manière quantitative par sa largeur à mi-hauteur à partir de laquelle est défini le paramètre $r_{0,eq}$ (voir paragraphe V.2.2).

Sur la figure V.26, est tracé le rapport de Strehl en fonction de $r_{0,eq}$. Il est important de noter que, sur cette courbe, les valeurs de $r_{0,eq}$ sont rapportées (intrinsèquement) à la longueur d'onde de l'image. Bien que la dispersion sur les mesures soit importante, le rapport de Strehl est très bien corrélé avec le paramètre $r_{0,eq}$. Ceci est en partie dû à l'incertitude sur la mesure de la largeur à mi-hauteur du halo: elle est d'environ 10%. Les points remarquables sont les suivants:

- La valeur moyenne (sur tous les points de mesure) de $r_{0,eq}$ ramenée à $0.5\mu m$ est de 14 ± 4 cm. Cette valeur témoigne du gain apporté par la correction, au niveau du halo (c'est-à-dire à basses fréquences spatiales, voir plus loin dans cette section). Elle est légèrement plus élevée que le r_0 extérieur. Une valeur supérieure du seeing extérieur est donnée par le moniteur de seeing, puisque le seeing extérieur vu par l'instrument inclut, outre celui ci, le seeing de dôme. Le gain est faible, de l'ordre de 50%.
- Cette courbe présente des similitudes avec la courbe obtenue par Rigaut (Rigaut *et al.* 1998) qui représente le rapport de Strehl en fonction du paramètre de Fried r_0 calculé à partir des données fournies par le système d'asservissement de l'optique adaptative¹. Cela va dans le sens

1. le paramètre r_0 est calculé en boucle fermée, à partir des données du senseur de front d'onde et des commandes du miroir. Ce calcul n'est pas implanté sur l'instrument ADONIS. r_0 peut être calculé à partir des données du senseur de front d'onde en boucle ouverte.

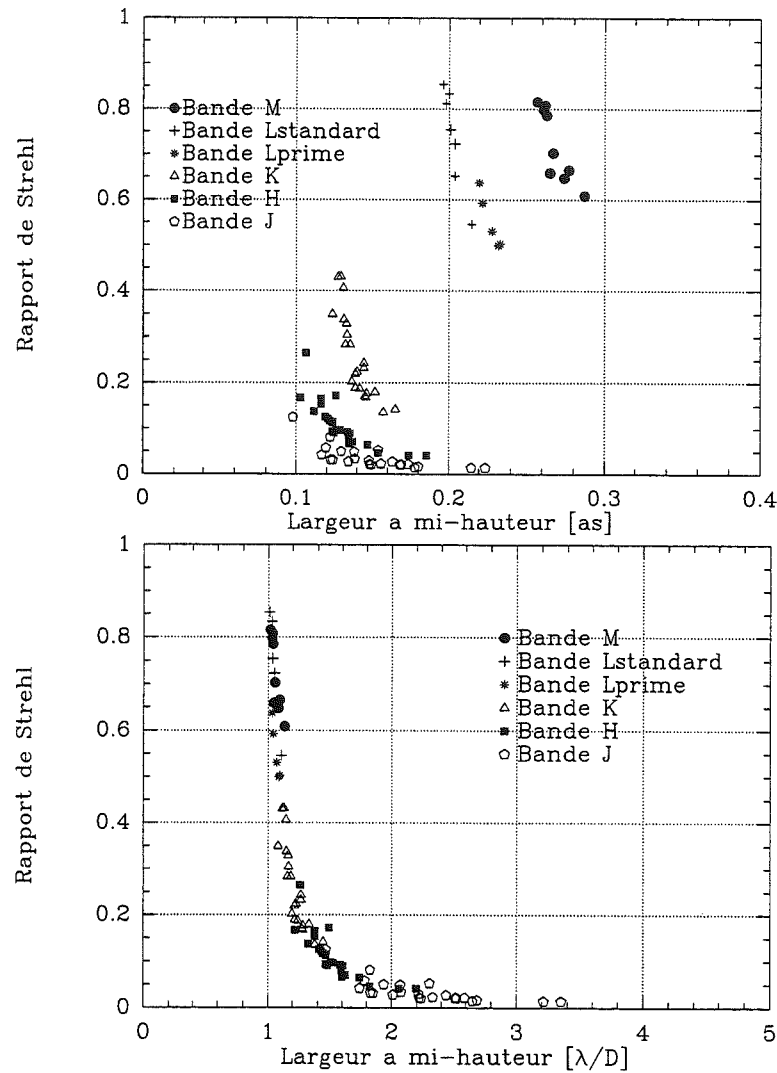


Figure V.24 – Rapport de Strehl en fonction de la largeur à mi-hauteur du pic cohérent. a—mise en évidence de la résolution obtenue suivant la bande d'observation. b—largeur à mi-hauteur normalisée à la limite de diffraction du télescope.

du fait que $r_{0,eq} \propto r_0$. Ce point sera repris dans la suite de cette section.

La conclusion de ce paragraphe est qu'il existe une forte corrélation entre les paramètres extraits sur les images. Ces courbes peuvent être considérées comme des fonctions d'instrument, en ce sens qu'elles caractérisent les performances de correction du système d'optique adaptative en terme de qualité d'image. En particulier les paramètres ne sont pas indépendants et la connaissance de l'un d'eux permet de définir les caractéristiques de la FEP, ceci quelles que soient la longueur d'onde et les conditions atmosphériques. Les propriétés de la FEP sont donc extrêmement stables.

Il ne reste alors qu'à relier un de ces paramètres:

- à un ou plusieurs paramètres "extérieurs", pour obtenir des fonctions d'instrument du point de vue des images. Au premier ordre, le paramètre de Fried de la turbulence suffit à définir une fonction d'instrument. Si par exemple, la largeur à mi-hauteur est directement reliée avec le paramètre de Fried de la turbulence, alors la figure V.26 fournit une telle fonction d'instrument.

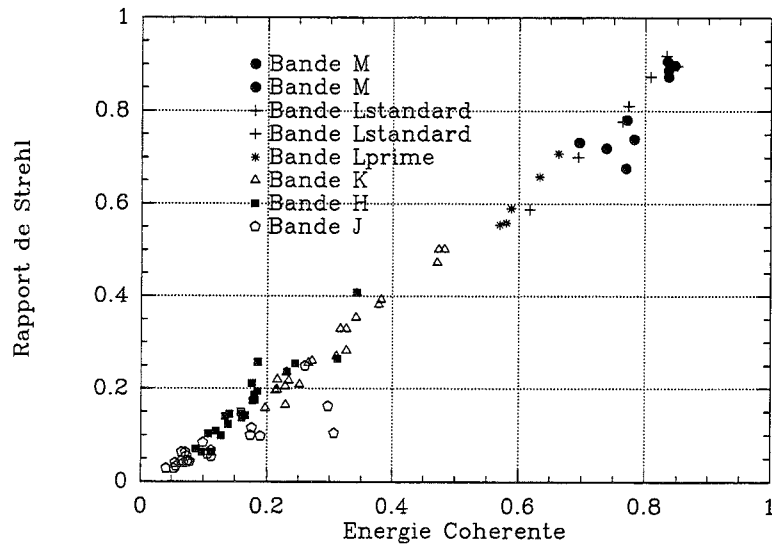
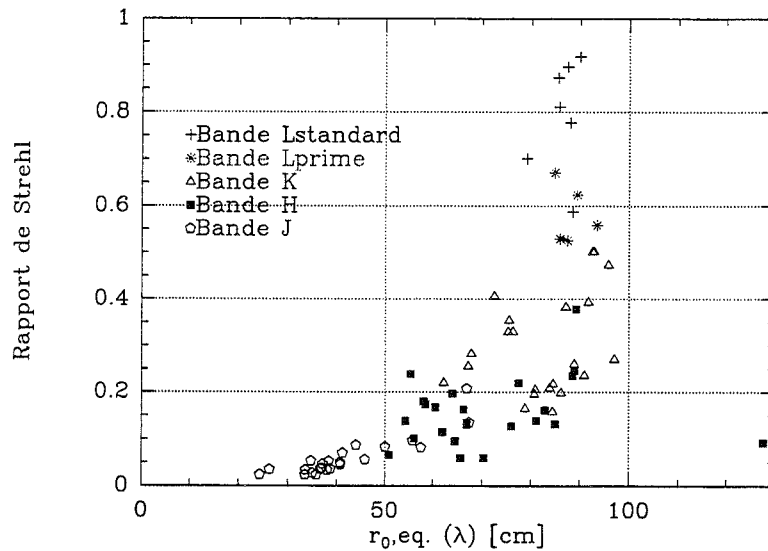


Figure V.25 -

Figure V.26 - Rapport de Strehl en fonction de $r_{0,eq}$

- aux données fournies par le calculateur de front d'onde,

dans le but de tenter d'unifier les caractéristiques, de la turbulence, données fournies par le système d'asservissement et de qualité des images.

L'estimateur de performance établit le lien entre les deux derniers (Prieto *et al.* 1996).

V.6.4.2 Fonction de structure corrigée

Nous avons vu précédemment (voir paragraphe V.1) que la FEP longue pose corrigée par l'optique adaptative s'exprime à partir de la fonction de structure de phase résiduelle de la manière suivante:

$$FEP(\vec{\alpha}) = TF(B(\vec{\rho}/\lambda)T_{stat}(\vec{\rho}/\lambda))$$

où

$$B(\vec{\rho}/\lambda) = \exp(-1/2D_{\phi_r}(\vec{\rho}))$$

La fonction de structure de phase résiduelle caractérise donc la FEP dans le plan de Fourier, et les propriétés de la FEP vont se traduire par des propriétés équivalentes de la fonction de structure de phase corrigée. Elle revêt un caractère plus général que la FEP puisqu'elle se situe au-delà du processus de formation d'image et traduit directement les performances de correction du système d'optique adaptative. Rappelons que la correction par un système d'optique adaptative est achromatique. En effet, les fluctuations de l'indice de réfraction sont au premier ordre indépendantes de la longueur d'onde dans le domaine de longueur d'onde dans lequel on se situe (visible et proche infrarouge). Cela signifie que le retard introduit au niveau de la phase est le même quelle que soit la longueur d'onde. La correction par l'optique adaptative est elle-même achromatique, puisqu'elle se fait au moyen d'éléments réfléchissants (les actuators du miroir déformable) qui compensent le retard de phase en chaque point de la pupille. La phase corrigée est donc elle-même achromatique. Il en va de même de la fonction de structure. C'est ce qui permet d'exprimer cette dernière pour des conditions de turbulence données, en fonction du rapport D/r_0 ¹.

La fonction de structure de phase résiduelle s'exprime à partir des images par:

$$D_{\phi_r}(\vec{\rho}) = -2\ln \frac{FT(FEP(\vec{\alpha}))}{FT(FEP_{stat}(\vec{\alpha}))}$$

Et nous avons utilisé ici la moyenne circulaire de l'estimateur (voir (Rigaut *et al.* 1998)):

$$D_{\phi_{rtot}}(r) = -2\ln \frac{|FT(FEP(\vec{\alpha}))| - \text{bruit}(|FEP(\vec{\alpha})|)}{T_0(\vec{\rho}/\lambda)}$$

où T_0 est la FTO idéale de l'instrument. $D_{\phi_{rtot}}(r)$ contient alors les informations sur:

- au premier ordre, la fonction de structure de phase résiduelle après correction $D_{\phi_r}(r)$.
- au deuxième ordre, les aberrations statiques de l'instrument.

La figure V.27 représente la fonction de structure obtenue dans les bandes J, H et K, pour une correction identique (même optimisation et donc même matrice de commande modale). Elle est exprimée sur l'ouverture du télescope². On remarque trois zones sur ces courbes:

- la coupure de la fonction de structure pour des séparations de l'ordre de l'ouverture du télescope. La coupure est d'autant plus "arrondie" que la longueur d'onde d'observation est élevée. Sur la FTO corrigée, cela se traduit par une meilleure restitution des hautes fréquences spatiales jusqu'à la limite d'ouverture du télescope en bande K, qu'en bandes H et J. La remontée de

1. l'échelle de turbulence donnée par r_0 qui dépend de la longueur d'onde réintroduit la dépendance en longueur d'onde dans la correction.

2. ce qui revient à normaliser en λ la fréquence spatiale.

la fonction de structure proche de la fréquence de coupure du télescope et donc l'atténuation des hautes fréquences, est attribuable au tilt résiduel et se traduit par un élargissement du pic cohérent sur les images (voir paragraphe V.6.4.1) et une atténuation de l'énergie contenue dans ce pic.

- un "plateau" partiellement dégradé. Ce plateau illustre le phénomène de saturation de la fonction de structure due à la correction par l'optique adaptative. Il débute aux alentours de 50 cm qui est typiquement la distance entre actuateurs: nous avons en effet vu que la phase peut être décorrélée seulement pour une distance supérieure à celle qui sépare deux actuateurs.
- une composante basse fréquence spatiale très marquée qui est justifiée par ce qui vient d'être dit.

Le plateau assure une cohérence partielle sur la pupille du télescope, et nous avons mis en évidence la présence d'un pic cohérent sur ces images. Plus le plateau est bas, et plus le pic cohérent est marqué, puisque les hautes fréquences sont d'autant moins atténuées. Rappelons que la valeur prise par le plateau de la fonction de structure résiduelle (qui vaut $2\sigma_{\phi_r}^2$ ou $\sigma_{\phi_r}^2$) est la variance de phase résiduelle moyennée sur la pupille et que l'énergie cohérente s'écrit (paragraphe V.1):

$$E_c = \exp(-\sigma_{\phi_r}^2)$$

Si, à partir de l'énergie cohérente telle qu'elle a été calculée directement sur les images, nous déduisons le paramètre σ_{ϕ_r} , nous trouvons respectivement 1.7 rd^2 en bande K, 2.9 rd^2 en bande H, et 4.6 rd^2 en bande J. Ces valeurs correspondent effectivement aux valeurs de plateau déduites de la figure V.27.

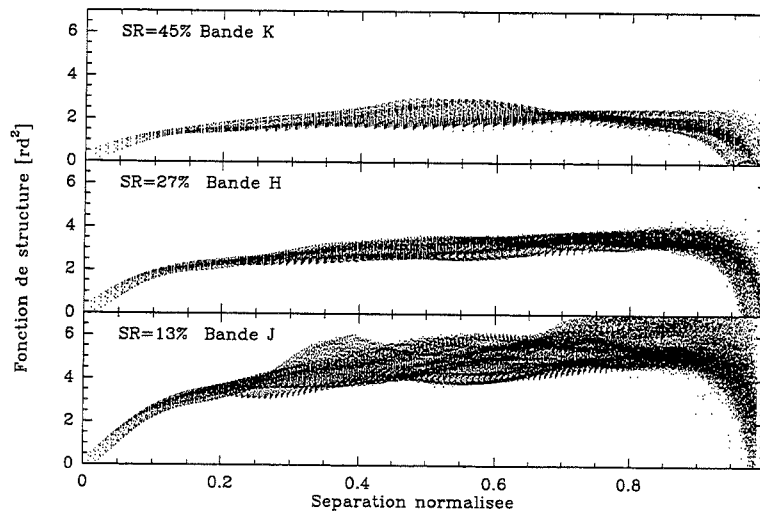


Figure V.27 – Fonction de structure dans les bandes J, H, et K, pour une correction identique (nombre de modes constant).

Il est intéressant de remarquer la présence de structures hautes fréquences sur le plateau sans doute attribuables aux structures en "gaufres" présentes sur les images (voir figure V.22).

Afin de relier l'information donnée par la fonction de structure à ce qui a été fait précédemment, nous avons normalisé les fonctions de structure représentées figure V.27 à $D/r_{0,eqhalo} = 1$, où $r_{0,eqhalo}$

a été calculé à partir de la largeur à mi-hauteur du halo extrait sur les images¹. Le résultat est représenté figure V.28.

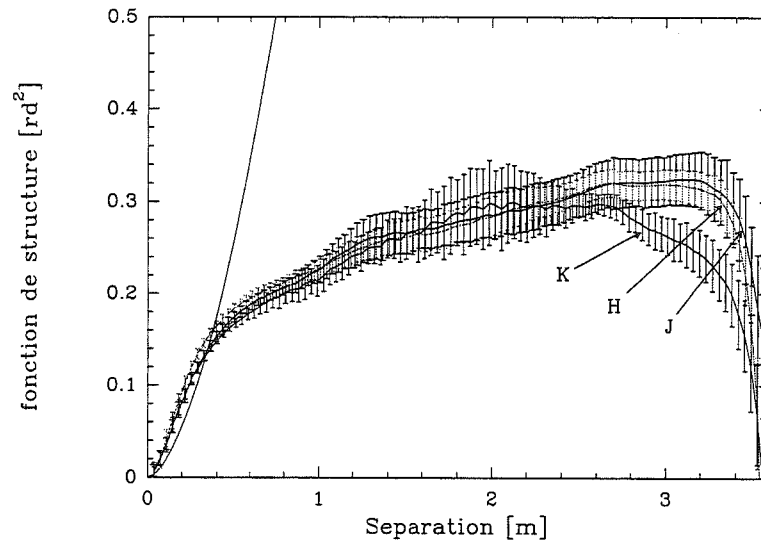


Figure V.28 – Fonction de structure dans les bandes J, H et K, normalisée à $D/r_{0,eqhalo} = 1$

La validité de cette normalisation nous fait donc dire que $r_{0,eq} \propto r_0$. La fonction de structure de la turbulence a aussi été reportée sur la figure V.28. Le $r_{0,eq}$ introduit par Conan (Conan 1994) est celui qui permet de ramener la fonction de structure corrigée sur la fonction de structure de la turbulence, à basses fréquences spatiales. Ce n'est pas le cas sur la figure V.28. Cela signifie que le calcul de $r_{0,eqhalo}$ surestime la valeur du $r_{0,eq}$ réel, c'est-à-dire que la largeur à mi-hauteur que nous avons mesurée est trop étroite. On peut en effet penser que le fait que le plateau soit légèrement ascendant, fait "pousser" un coeur plus prononcé dans le halo (cela revient à dire que le halo contient des composantes plus hautes fréquences) ce qui diminue la largeur à mi-hauteur de ce dernier.

Il s'avère que $r_{0,eqhalo}$ surestime $r_{0,eq}$ d'environ 30%. La figure V.29 normalisée à $r_{0,eq}$ montre que la fonction de structure corrigée "suit" la fonction de structure turbulente à basses fréquences spatiales.

Remarquons enfin que l'effet d'atténuation des hautes fréquences en bande J ainsi qu'en bande H, puis en bande K, est frappant sur la figure V.28. Il traduit une perte de résolution de la bande J à la bande K (sans doute due au tilt).

V.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les propriétés de la FEP du système d'optique adaptative du système ADONIS. Nous avons montré que connaissant un paramètre de l'image, par exemple le rapport de Strehl, la forme générale de la FEP était parfaitement connue à condition que le degré de correction soit suffisant, quelles que soient la longueur d'onde (paramètre connu) et les conditions atmosphériques (paramètre inconnu). Nous sommes remontés en amont des images dans la deuxième partie de ce paragraphe, en nous plaçant du côté de la correction (c'est-à-dire en supprimant le paramètre longueur d'onde). Les performances du système sont complètement caractérisées par la fonction de structure. Et

1. pour normaliser, il faut diviser les fonctions de structure précédentes par le facteur $(D/r_0)^{\frac{5}{3}}$

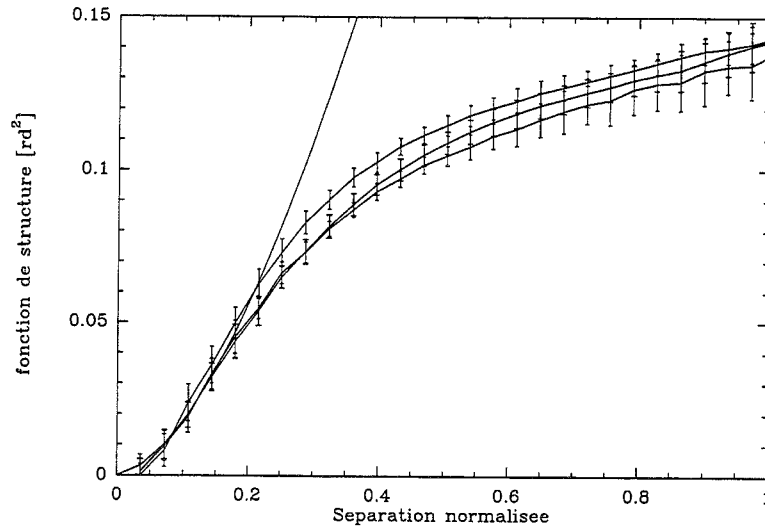


Figure V.29 – Fonction de structure dans les bandes J, H, et K, normalisée à $D/r_{0,eq} = 1$

le point important est que cette dernière est connue en fonction des conditions atmosphériques. Il faut insister sur le fait que le raisonnement est valable dans les conditions dans lesquelles nous nous sommes placés c'est-à-dire une turbulence lente (la bande passante du système n'est pas un facteur limitatif) et peu de bruit sur l'analyse de front d'onde (objets brillants). Si la connaissance des paramètres extraits des images donnent une vue d'ensemble sur la qualité des images, celle de la fonction de structure ouvre les portes à la reconstruction de FEP, à partir des données fournies par l'analyseur de front d'onde pendant l'acquisition de l'objet. L'intérêt d'une telle technique est évident, puisqu'elle permet une économie de temps sur l'acquisition de la FEP de l'objet, mais surtout de pallier les problèmes de variabilité de la correction dus à des changements de conditions atmosphériques lors de l'acquisition séquentielle objet/FEP (voir paragraphe V.6.3). Cela a été fait par Veran (Veran *et al.* 1997) pour l'instrument PUEO. La procédure est en cours d'étude à l'Observatoire de Grenoble (Harder & Chelli 1998).

Chapitre VI

Synthèse et performances

Chapitre VI

Synthèse et performances

Sommaire

VI.1 Performances de la caméra COMIC/ADONIS	187
VI.2 Etat de l'art sur les détecteurs IR: du CCD au CMOS	192

VI.1 Performances de la caméra COMIC/ADONIS

VI.1.1 Photométrie

La forme générale de la transformation photométrique du système "naturel" de la caméra COMIC au système proposé par Van Der Blik *et al.* (1996) est de la forme, pour une bande passante photométrique donnée:

$$C_{\lambda,standard} = c_{\lambda,instrum} + \alpha(j_{instrum} - k_{instrum}) - K_{\lambda}X + ZP_{\lambda}$$

$C_{\lambda,standard}$ est la magnitude standard dans le système considéré

$c_{\lambda,instrum}$ est la magnitude expérimentale définie par: $c_{\lambda,instrum} = -2.5 \log(F_{\lambda}[ADU/s])$

j et k sont les magnitudes expérimentales en bandes J et K

K_{λ} est l'extinction atmosphérique

X la masse d'air

ZP_{λ} le point zéro du système.

Les coefficients de cette transformation sont regroupés dans le tableau VI.1.

VI.1.2 Qualité d'image

Les performances en terme de qualité d'image de l'instrument d'Optique Adaptative ADONIS ont été discutées au chapitre 5. Les résultats obtenus sont résumés dans la table VI.2.

VI.1.3 Sources de bruit

Au cours des chapitres précédents, nous avons pu quantifier les différentes sources de bruit qui affectent la détection. Il faut distinguer les bruits temporels, des bruits spatiaux qui résultent d'un

Bande passante photométrique	$\sigma_{rms,transf.}$	α	K_λ [mag/masse d'air]	ZP_λ [mag]
J	0.03	0.024 (0.05)	0.067 (0.04)	18.14 (0.03)
H	0.03	-0.004 (0.050)	0.085 (0.040)	18.18 (0.03)
K	0.03	-0.006 (0.020)	0.083 (0.050)	17.57 (0.05)
L	0.06	0.015 (0.050)	0.13 (0.040)	17.05 (0.04)
L'	0.06	0.05 (0.10)	0.12 (0.05)	16.76 (0.04)
M	0.07	-0.05 (0.10)	0.27 ^a -	15.68 (0.05)

(a) Elias et al. (1982)

Tableau VI.1 -

Bande passante photométrique	J	H	K	L	L'	M
Rapport de Strehl	0.040 0.003	0.12 0.01	0.26 0.02	0.60 0.12	0.60 0.12	0.70 0.15
Largeur à mi hauteur [Arcsec]	0.15 0.01	0.13 0.01	0.14 0.02	0.20 0.02	0.235 0.02	0.255 0.02

Tableau VI.2 -

effet qui ne peut être calibré que partiellement. Les bruits d'origine temporelle sont les suivants:

- le bruit de lecture,
- le bruit de photons, poissonnien, du fond ou de la source,
- le bruit d'obscurité,
- le bruit basse fréquence. Ses origines se situent essentiellement, dans le cas présent, au niveau de l'électronique de la caméra (électronique de commande et de lecture de la mosaïque de détecteurs, moteurs de la caméra).

Cette dernière source de bruit donne d'ailleurs naissance à un bruit spatial¹. On a ainsi observé la présence de "wiggles" sur les images. Les autres sources de bruit spatial sont:

- le bruit spatial dû à l'erreur de correction de champ plat
- le bruit spatial dû au résidu de soustraction de l'émission de fond

La première source de bruit affecte les contrastes de l'image, c'est-à-dire la détection d'une différence de magnitude entre deux points de l'objet. On peut remarquer que son effet est diminué par la "dilution" du flux propre aux applications haute résolution. C'est donc le bruit spatial dû au résidu de soustraction de l'émission de fond qui limite la détection, si les fréquences spatiales de ce résidu sont de l'ordre des fréquences spatiales de l'image de la source.

1. Certains bruits spatiaux ne sont pas indépendants d'une source de bruit basse fréquence d'origine temporelle. Les autres sont appelés bruit spatiaux fixes (voir chapitre 4 pour une discussion plus approfondie)

VI.1.3.1 Bandes J, H et K

Dans ce cas, le courant d'obscurité domine l'émission du fond. Si t_{int} est le temps de pose, l'acquisition est limitée par le bruit dû au courant d'obscurité si:

$$t = \frac{RON^2}{I_{obs}}$$

avec $RON = 1100 e^- rms$ et $I_{obs} = 4600 e^-/s$, on obtient un temps de pose de 250s. A ces longueurs d'onde, c'est le bruit de lecture (et éventuellement un bruit basse fréquence) qui domine puisque le temps de pose reste inférieur à cette limite. Le temps de pose maximum est en fait imposé par les dispersions du courant mesurées à l'obscurité. Ces dispersions sont dues à des courants de fuites (défauts). Si on limite le nombre de pixels dominés par le bruit du courant de fuite à 5%, le temps de pose maximum est de 40s.

VI.1.3.2 Bandes thermiques (L, L' et M)

Dans ces bandes, la grande capacité d'intégration de la cible COMIC permet de choisir un temps de pose de manière à être limité par le bruit de photons du fond (conditions BLIP), soit $t_{int} > t_{BLIP}$. Il convient en fait de prendre en compte les sources de bruit suivantes:

- un bruit additionnel sur l'émission de fond qui inclut le bruit de photons et un bruit basse fréquence d'origine inconnue¹,
- un bruit spatial qui provient du résidu de soustraction de l'émission de fond, dû majoritairement à la présence d'inhomogénéité dans le fond instrumental, dont l'image est "brouillée" par le processus de correction du système d'Optique Adaptative. Les fréquences spatiales de ce bruit spatial sont typiquement de l'ordre de grandeur des fréquences spatiales de l'image de la source.

Dans la table VI.3, on donne le bruit spatial provenant du résidu de soustraction de l'émission du fond selon les modes d'observation suivants: nodding effectué sur le ciel vide (optique adaptative inactive), nodding effectué avec optique adaptative active.

	Bruit spatial en L'	Bruit spatial en M
	ADU <i>rms</i>	ADU <i>rms</i>
Nodding (AO inactive)	10	40
Nodding (AO active)	2	10

Tableau VI.3 –

VI.1.4 Magnitudes équivalentes au bruit

La magnitude équivalente au bruit a été évaluée dans différents cas de figure.

En bandes J, H et K, l'acquisition est dominée par le bruit de lecture. On donne sur la figure VI.1 la magnitude équivalente au bruit dans chaque bande pour un temps de pose de 10s, et jusqu'à un temps effectif d'intégration de 1000 s.

En bandes L' et M, la magnitude équivalente au bruit a été évaluée en tenant compte du bruit sur l'émission de fond, et du bruit spatial dû au résidu de soustraction de fond. Deux cas ont été distingués, qui dépendent de la procédure d'observation utilisée (figures VI.2 et VI.3). On notera que le bruit sur

1. voir le paragraphe III.3.4 pour une discussion.

l'émission de fond a été évaluée à partir de la figure III.12. Le temps de pose choisi est respectivement de 1.5s et 0.5s en L' et M.

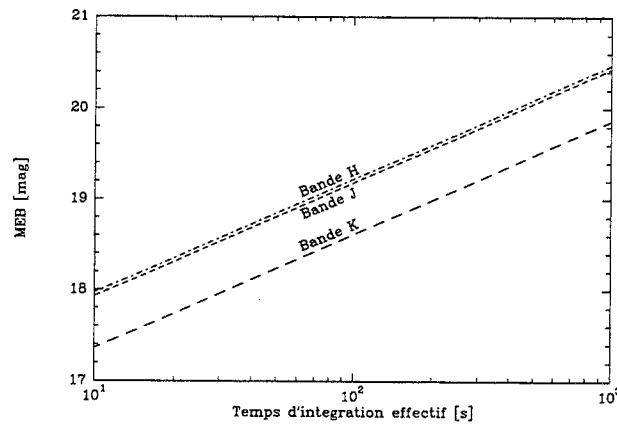


Figure VI.1 – Magnitude équivalente au bruit dans les bandes J, H et K. Le temps de pose est de 10s.

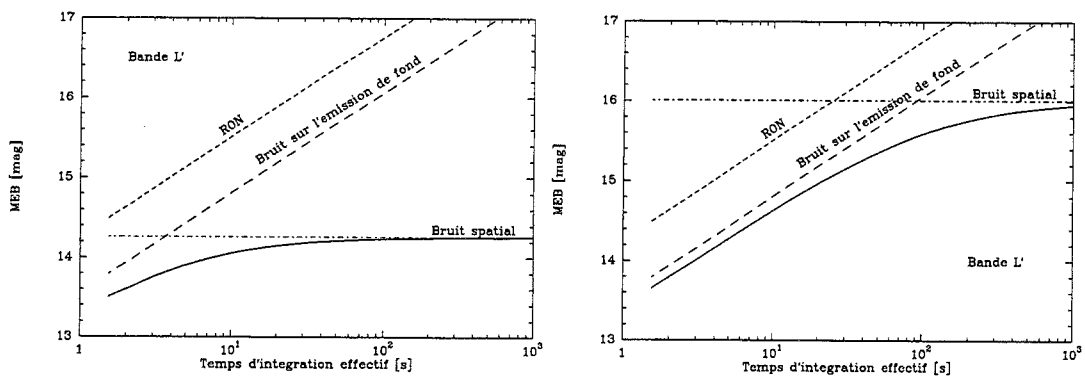


Figure VI.2 – Magnitude équivalente au bruit en bande L'. A gauche, optique adaptative inactive sur le ciel. A droite, optique active.

La figure VI.1 souligne une meilleure sensibilité du système en bandes J et H, qu'en bande K, contenue dans la donnée des points zéro. Dans les bandes thermiques, c'est le bruit spatial qui domine. Une procédure de nodding "actif" permet de gagner respectivement 1.7 mag en bande L' et 1.5 mag en bande M, par rapport à une procédure de nodding où le système d'Optique Adaptative est inactif sur la position "ciel". On a ici une traduction en terme de performance de l'instrument des résultats obtenus au chapitre 4.

VI.1.5 Magnitudes limites de détection

A partir des magnitudes équivalentes au bruit calculées précédemment, on peut calculer les magnitudes limites de détection en différenciant le cas d'une source non résolue et le cas d'une source étendue. Le raisonnement suivi ici est similaire à celui présenté dans Lacombe *et al.* (1998).

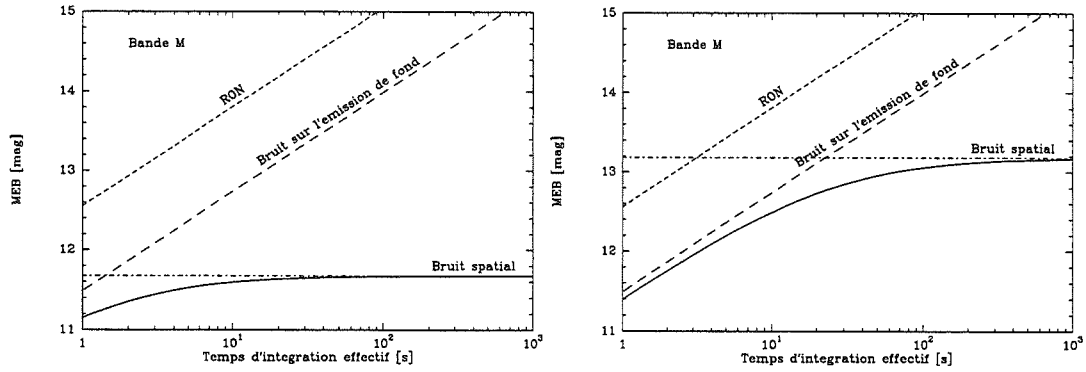


Figure VI.3 – Magnitude équivalente au bruit en bande M. A gauche, optique adaptative inactive sur le ciel. A droite, optique active.

VI.1.5.1 Source ponctuelle

Le processus de formation d'image contribue à diluer le flux d'une source ponctuelle. Deux facteurs interviennent alors:

- La diffraction. La proportion d'énergie contenue dans le pixel central est donnée par le coefficient de dilution (Gendron 1995a):

$$DDC = \frac{\pi}{4}(1 - o^2)/u^2$$

où le paramètre u correspond à la valeur de λ/D exprimée en pixels et o est l'occultation centrale normalisée.

- La correction partielle. Le rôle du système d'Optique Adaptative est de restituer la limite de diffraction du télescope. La correction n'est cependant que partielle et l'écart entre la concentration maximale de flux sur le pic central (i.e de la figure de diffraction) et celle de l'image effectivement obtenue est donné par le rapport de Strehl.

La magnitude limite est alors donnée par:

$$m_{lim}[\text{mag}] = MEB + \Delta m_{ech} + 2.5 \log(SR) - 2.5 \log(S/N)$$

où MEB est la magnitude équivalente au bruit pour le temps d'intégration effectif considéré, $\Delta m_{ech} = 2.5 \log(DDC)$ est la perte de détection par dilution, qui dépend de l'échantillonnage, SR est le rapport de Strehl de l'image et S/N est le rapport signal à bruit souhaité. On remarquera que le facteur de remplissage déjà inclus dans le point zéro photométrique, n'intervient pas dans cette relation (nous avons mentionné au paragraphe IV.4.2.3 que le facteur de remplissage, de 74% ne constituait qu'une perte de sensibilité, indépendante de la position du maximum de l'image par rapport aux zones aveugles ou non).

VI.1.5.2 Source étendue

Dans le cas d'une source étendue, il faut prendre en compte la surface sensible du pixel (notée PSA). La magnitude limite de détection est donnée par:

$$m_{lim}[\text{mag}/\text{arcec}^2] = MEB + 2.5 \log(PSA[\text{arcec}^2]) - 2.5 \log(S/N)$$

VI.1.5.3 Performances

Le tableau VI.4 donne les magnitudes limites de détection dans chacune des bandes photométriques standard pour un temps d'intégration effectif de 900s, un rapport signal à bruit de 5 et une procédure d'observation de type "nodding" avec OA active.

Bande photométrique	Echelle focale [arcsec]	MEB_{900s}		Source étendue	
		mag	mag	Strehl %	mag/arcsec ²
J	0.040	20.4	13.4	4	11.6
H	0.040	20.4	14.2	12	11.6
K	0.040	19.8	13.7	26	11.1
L	0.1	16.3	12.00	60	9.6
L'	0.1	16	11.50	60	9.25
M	0.1	13.2	8.5	70	6.45

Tableau VI.4 – *Magnitudes limites de détection dans chacune des bandes photométriques standard: $t_{int} = 900s$, $S/N = 5$, procédure de nodding avec OA active.*

VI.2 Etat de l'art sur les détecteurs IR: du CCD au CMOS

VI.2.1 La technologie CMOS

Nous avons décrit en détail au chapitre 2 la technologie IRCCD. Pour de nombreuses applications (en particulier les applications faibles flux), la technologie IRCMOS est aujourd'hui préférée à la technologie IRCCD.

De même que la technologie IRCCD, la technologie IRCMOS est une technologie hybride: l'étage de détection et l'étage de lecture sont indépendants l'un de l'autre. Le circuit de lecture de type CMOS réalise la conversion charge-tension au niveau du pixel. Le signal analogique de chaque pixel est ensuite lu en sortie du dispositif au moyen de deux registres à décalage, qui assurent l'adressage en ligne et en colonne. L'avantage principal de la technologie IRCMOS est qu'elle tire profit du champ immense de la microélectronique Silicium, alors que la technologie IRCCD nécessite une recherche et un développement qui lui sont propres. En particulier la technologie IRCMOS bénéficie de l'importante librairie de fonction de la microélectronique Silicium et de la miniaturisation constante de cette dernière.

Parmi les avantages de la technologie IRCMOS par rapport à la technologie IRCCD, on peut aussi citer:

- une interface électrique simplifiée, liée à la possibilité d'intégrer des circuits de mise en forme des signaux de commande au niveau du plan focal. Par exemple, une trentaine de signaux d'horloge sont nécessaires au fonctionnement de la cible COMIC, alors que deux signaux d'horloge suffisent au fonctionnement de son homologue IRCMOS.
- la possibilité d'une lecture non destructive de l'information contenue dans un pixel.
- la possibilité d'effectuer un adressage aléatoire des pixels (fonction "zoom" par exemple).

Les désavantages intrinsèques de la technologie IRCMOS, par rapport à la technologie IRCCD sont peu nombreux:

- une charge thermique plus importante

- une source supplémentaire de dispersion au niveau du pixel dû à l'étage de conversion charge/tension.
- la non simultanéité de l'information enregistrée sur toute l'image: l'image vue par le pixel (1,1) n'est pas la même que l'image vue par le pixel (i,j), les opérations de remise à zéro et de lecture étant différées pour chaque pixel.

Ces points n'incluent pas les facteurs qui dépendent de la technologie. Nous montrons cependant en annexe A que la technologie IRCMOS est susceptible de s'affranchir des problèmes éminemment liés à l'utilisation d'une technologie CCD, qui sont particulièrement critiques dans le cadre d'une application faible flux (effet de seuil, inefficacité de transfert mise en évidence dans ce travail).

Les dispositifs infrarouges actuellement les plus utilisés en astronomie ont été conçus selon la technologie IRCMOS. Nous reviendrons sur ce point en fin de cette section.

VI.2.2 L'étage d'entrée

Nous avons montré qu'un étage d'entrée à injection directe était peu adapté à des applications faibles flux (correspondant à un courant diode inférieur à typiquement 100 fA , soit $8 \cdot 10^5 \text{ e}^-/\text{s.pix}$). En effet, la qualité du couplage entre la diode photovoltaïque et le transistor MOS d'entrée est quantifiée par le rendement d'injection. Plus le courant qui traverse le transistor MOS est faible, plus sa transconductance diminue, entraînant une baisse du rendement d'injection. Cette baisse s'accompagne de phénomènes de non linéarité à faibles flux.

En fait l'adaptation de l'étage d'entrée aux applications faibles flux n'est pas indépendante du dimensionnement de la capacité d'intégration. Suivant le cas, les étages d'entrée utilisés aujourd'hui sont l'injection directe contre-réactionnée et la lecture directe en tension.

VI.2.2.1 L'injection directe contre-réactionnée

Le schéma de principe de l'injection directe contre réactionnée est donné figure VI.4. La tension source du transistor d'entrée est ramenée sur la grille par un étage d'amplification. Si G est le gain de cet étage, cela revient à multiplier la transconductance du transistor MOS par un facteur $1 + G$, et donc à augmenter le rendement d'injection.

L'intérêt d'un tel étage d'entrée est qu'il permet d'obtenir une réponse linéaire sur une dynamique importante, fixée par la capacité d'intégration.

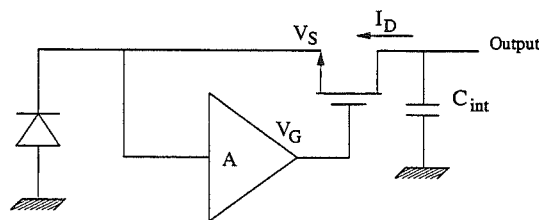


Figure VI.4 – Etage d'entrée à injection directe contre-réactionnée.

VI.2.2.2 La lecture directe en tension

Dans cet étage d'entrée (figure VI.5) la diode est directement connectée à un étage suiveur. La charge détectée est intégrée dans la capacité parasite de la diode (et celle de l'étage d'amplification). La tension source évolue alors le long du plateau, selon la quantité de charge intégrée et à partir

d'une tension de polarisation (tension de reset) imposée en début de cycle d'intégration. Le domaine de linéarité est défini par l'étendue du plateau¹. Ce dernier est d'autant plus étendu (et la capacité d'intégration d'autant plus petite) que le dopage est faible. Typiquement, la capacité d'intégration est de $25 fF$, pour une tension de polarisation $\simeq 0.7 V$, à $\lambda_c = 2.5 \mu m$ dans le cas du $HgCdTe$.

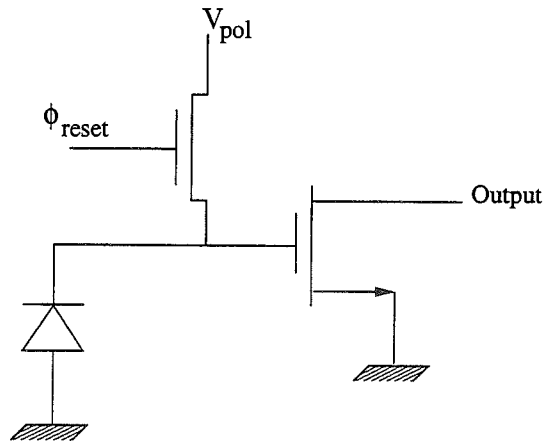


Figure VI.5 – Etage d'entrée à lecture directe en tension.

Nous avons vu au chapitre 4 que le bruit de lecture en charge est d'autant plus faible que la capacité de lecture est petite. L'étage d'entrée de type lecture directe en tension est donc particulièrement adapté à des applications faible flux/faible bruit de lecture. La grande majorité des détecteurs IR destinés à l'astronomie utilisent cet étage d'entrée, couplé à un circuit de lecture CMOS. La plupart des dispositifs actuels ont des capacités de lecture de l'ordre de $10^5 e^-$ (composants $1-2.5 \mu m$) à $5 \cdot 10^5 e^-$ (composants $1-5 \mu m$). On remarquera cependant que des dispositifs possédant des capacités de lecture aussi faibles dans la gamme $1-5 \mu m$ nécessitent des cadences de lecture rapides pour éviter de faibles rendements d'observation (et donc une perte de performances par rapport à leurs homologues à capacité d'intégration élevée), et une diminution du courant d'obscurité (obtenue en refroidissant le plan focal à des températures de l'ordre de $40 K$).

VI.2.3 Etat de l'art sur les matrices de détecteur entre 1 et $5 \mu m$

Le tableau VI.5 donne un aperçu des performances de la nouvelle génération de dispositifs infrarouges.

1. il est possible d'augmenter la charge stockable en augmentant la tension de polarisation, au détriment d'une perte de linéarité

Tableau VI.5 – Les dispositifs IR nouvelle génération

Fabricant	Nom	Réponse spectrale	Matériau détecteur	Format	Taille du pixel [μm]	Etage d'entrée
Rockwell ¹	HAWAII	1-2.5 μm	HgCdTe ^a	1024X1024	18.5	SFD ^b
Rockwell ¹	HAWAII-2	1-2.5 μm	HgCdTe ^a	2044X2044	18	SFD
SBRC ²	-	0.9-5 μm	InSb	256X256	30	SFD
SBRC ³	ALLADIN	0.9-5 ⁺ μm	InSb	1024X1024	27	SFD

Charge stockable [$e^- @ V_{pot}[V]$]	Bruit de lecture [$e^- rms$]	Courant d'obscurité [$e^- / s @ T[K]$]	Temps de lecture par image
$10^5 @ 0.4 - 0.7V$	9	-	>2s
$10^5 @ 0.4 - 0.7V$	9	-	>2s
$4.10^5 @ 1.5V$	28 ^c	0.75@35K	76ms
$3.10^5 @ 1V$	25 ^c	0.1@35K	50ms

(1) Rockwell corp.;(2) Finger *et al.* (1995);(3) Fowler *et al.* (1995)

(a) sur substrat Sapphire;(b) lecture directe en tension; (c) lectures multiples

Le tableau VI.6 donne les instruments infrarouges actuellement en cours de développement pour le VLT (Very Large Telescope- ESO, Cerro Paranal).

Nom	Gamme de longueur d'onde	Dispositif utilisé	Taille du pixel [arcsec]	Champ	Spectroscopie résolution	MOS
ISAAC	1-5	HAWAII ALADDIN	0.07-0.5	2.5'X2.5'	300-5000	-
CONICA	1-5	ALADDIN	0.014-0.1	73" dia	300-1800	-
NIRMOS	1-1.8	HAWAII-2	0.2	14'X14'	2500	170
SINFONI	1-2.5	HAWAII	0.035-0.25	10"	2500/6000	int. champ
CRIRES	1-5	ALADDIN	0.1	-	10 ⁵	-

Tableau VI.6 - Les instruments IR pour le VLT

Chapitre VII

Étude de binaires Pré-Séquence Principale

Chapitre VII

Etude de binaires Pré-Séquence Principale

VII.1 Introduction: formation stellaire et binarité

L'étude observationnelle des étoiles binaires PMS (Pré-Séquence Principale) est un domaine de recherche récent; la plupart des étoiles binaires PMS connues aujourd'hui ont été découvertes pendant les deux dernières décades.

L'accélération des découvertes des dernières années a d'abord été possible grâce aux progrès techniques. Le développement d'imageurs dans le proche infrarouge nécessaire à l'observation d'objets jeunes, souvent entourés de poussière et situés dans des régions sombres, a permis des observations systématiques d'étoiles PMS. La distribution des étoiles binaires, parmi les étoiles de la séquence principale de type solaire, est maximum pour des séparations de l'ordre de 30 AU (Duquennoy & Mayor 1991), équivalentes à moins de 0.5" à la distance des régions de formation stellaire les plus proches. Cette limite peut être atteinte grâce aux techniques de hautes résolutions angulaires.

La formation et l'évolution des étoiles binaires ont aussi été l'objet d'une attention croissante en raison des contraintes que ces objets fournissent aux processus de formation d'étoiles: s'il existe maintenant un consensus en ce qui concerne le processus de formation d'étoiles isolées (Shu et al 1987), il reste à lui ajouter la condition supplémentaire que le produit de cette formation est très souvent un système multiple.

VII.1.1 Les étoiles T Tauri

Les étoiles T Tauri (TTS) sont des étoiles de faible masse ($M \leq 2 \sim 3M_{\odot}$) dans la phase de contraction qui les amène à la séquence principale. Ces étoiles, âgées au plus de quelques millions d'années, ont été découvertes il y a un demi-siècle (Joy 1945). Les principales caractéristiques utilisées pour les classer sont d'ordre spectroscopique (Herbig 1962):

- ce sont des objets qui ont un type spectral assez tardif (G0 pour les plus massives, $T_{eff} < \sim 6000$ K), qui subissent des extinctions pouvant atteindre plusieurs magnitudes (Cohen & Kuhl 1979, Hartigan *et al.* 1995).
- outre l'émission photosphérique, on observe des excès IR et UV qui peuvent être importants (dans certains objets très jeunes, l'excès IR domine l'émission).

- des raies en émission apparaissent dans les spectres. On y trouve les raies de Balmer, le doublet Ca II H & K, des raies du fer, mais aussi, dans certains cas, des raies interdites, notamment [OI], [NII] et [SII].
- le jeune âge de ces objets est attesté par la présence de raies d'absorption du lithium (notamment $\lambda 6707\text{\AA}$).
- enfin, ces objets sont presque tous associés à des nuages moléculaires, sites supposés de la formation stellaire, comme ceux du Taureau, d'Orion ou d'Ophiuchus.

Ces différentes caractéristiques représentent les TTS classiques (CTTS), par opposition aux TTS à émission faible (WTTS), pour lesquelles les excès et les raies d'émission sont très fortement atténués, voire inexistantes. On les découvre principalement grâce à leur émission X (intense et variable, Walter *et al.* (1988)).

L'abondance des données observationnelles a permis d'établir depuis quelques années un modèle cohérent (Bertout 1989, Basri & Bertout 1993). Dans ce modèle, ces objets sont enfouis dans une enveloppe circumstellaire qui est le résidu du nuage géiteur. La présence d'une rotation dans l'enveloppe induit un phénomène remarquable: la matière qui tombe sur l'étoile transite par un disque d'accrétion équatorial qui s'étend sur plusieurs dizaines d'AU. Ce disque est à l'origine, d'une part de l'excès IR, produit par échauffement visqueux et "reprocessing" du rayonnement de l'étoile centrale, et d'autre part de l'excès UV. Ce dernier s'explique par la présence d'une couche limite entre le disque et l'étoile, chauffée jusqu'à environ ~ 10000 K (Hartigan *et al.* 1991). D'autres modèles, plus récents, prévoient que la matière tombe sur l'étoile selon les lignes de champs magnétiques (on parle alors de colonnes d'accrétion), modifiant la géométrie des zones d'émission mais pas la physique du spectre rayonné (Hartmann *et al.* 1994). Les zones d'émission correspondent alors à des tâches photosphériques chaudes (Bouvier & Bertout 1989).

Les excès UV et bleu sont responsables du phénomène de "veiling" qui se traduit par un remplissage des raies d'absorption. Ce phénomène rend délicate la détermination du type spectral de ces objets.

En outre, la présence d'un disque est fréquemment associée à des flots moléculaires bipolaires (Bachiller 1996), qui peuvent s'expliquer par des processus magnéto-hydrodynamiques (Ferreira & Pelletier 1995). Typiquement, les taux d'accrétion et de perte de masse s'élèvent à $10^{-7}M_{\odot}.yr^{-1}$ et $10^{-9}M_{\odot}.yr^{-1}$ respectivement (Hartigan *et al.* 1995).

VII.1.2 Les systèmes multiples

Dans le voisinage solaire, le taux de binarité des étoiles G de la séquence principale est d'environ 60% (Duquennoy & Mayor 1991). Ce nombre souligne donc l'importance des systèmes multiples. Il apparaît alors comme essentiel de mener une étude sur les étoiles binaires jeunes afin de mieux connaître leur processus d'évolution, voire même leur processus de formation *in situ*. L'étude observationnelle des binaires PMS permet de repousser les contraintes sur la formation de ces systèmes à des stades d'évolution antérieurs à la séquence principale.

Ghez *et al.* (1993) et Leinert *et al.* (1993) ont montré, pour le nuage du Taureau, que le taux de binarité des étoiles PMS était supérieur à celui de la séquence principale, de l'ordre de 80%, taux que beaucoup interprètent comme une limite inférieure. Il en est de même pour les régions de formation d'étoiles Ophiucus, Chameleon et Lupus (Reipurth & Zinnecker 1993, Duchêne 1998). La découverte des binaires PMS passe par l'utilisation d'une grande variété de techniques: imagerie directe (Reipurth & Zinnecker 1993, à $0.9\mu\text{m}$), interférométrie des tavelures (Ghez *et al.* 1993, Leinert *et al.* 1993, à

2.2 μ m, voire aussi les techniques de “shift&add” dans le plan image, Aspin *et al.* (1997)), optique adaptative (Corporon (1998), appliquée aux contreparties massives des étoiles T Tauri, les étoiles Ae/Be), occultation lunaire (Simon *et al.* 1992, Simon *et al.* 1995), cette dernière technique étant sensible à des séparations aussi faibles que 0.005”, soit 0.7 AU à la distance du Taureau (140pc, Elias 1978).

On connaît, actuellement, plus d’une centaine de binaires jeunes, dont les séparations varient de moins d’une à plusieurs milliers d’AU (la limite supérieure est difficile à fixer car on peut être contaminé par des paires visuelles). Cet échantillon représente une très grande variété de systèmes physiques : certaines binaires sont beaucoup plus larges que les tailles typiques des disques circumstellaires (Hartigan *et al.* 1994) alors que d’autres se situent justement dans celui-ci (Ghez *et al.* 1993, Leinert *et al.* 1993); le rapport des masses et l’excentricité des orbites couvrent un large éventail de possibilités (Ghez *et al.* 1993, Reipurth & Zinnecker 1993).

Les différentes théories de formation des systèmes binaires sont les suivantes (Pringle 1991):

- la *fission*. Elle se produit lorsque l’étoile est en rotation suffisamment rapide pour être dynamiquement instable. Ce modèle est remis en cause depuis que des mesures de rotation stellaire sont disponibles (Bouvier *et al.* 1995): celles-ci montrent que les étoiles tournent d’environ un ordre de grandeur trop lentement pour être détruites de cette façon. De plus, les modèles numériques (Durisen *et al.* 1986) ont montré que l’état final stable correspond à un corps central non axisymétrique entouré d’un anneau ou un disque de matière et non pas un système binaire. Une autre possibilité est l’apparition d’une instabilité dans un disque très massif qui générerait une deuxième étoile (Shu *et al.* 1990). Ce modèle, qui ne peut expliquer les binaires les plus serrées et les plus larges, présente les mêmes inconvénients que le précédent: pour former un disque très massif (de l’ordre de la masse de l’objet central), il faut une rotation très rapide, qui n’est pas observée.
- les *noyaux séparés* : Le système binaire est ici formé à partir de deux nuages initialement en rotation l’un autour de l’autre (issus de la fragmentation d’un nuage gravitationnellement instable) qui vont s’effondrer. Ce processus permet de former des binaires très jeunes, et donc remplit une des contraintes observationnelles puisque le lien physique existe avant la formation des étoiles. Un des principaux défauts de cette théorie est la séparation des systèmes ainsi formés, de l’ordre de la distance entre deux cœurs moléculaires (typiquement, la longueur de Jeans), c’est-à-dire au moins 0.1 pc, ce qui est beaucoup plus que la taille typique des binaires observées.
- la *capture* de deux proto-étoiles déjà formées. Ce scénario nécessite la présence d’un troisième corps (ou d’un phénomène dissipatif) pour que deux objets soient liés dans leur état final. La plupart des sites de formation connus ne possèdent pas une densité suffisante d’étoiles pour obtenir un taux de binarité compatible avec les observations (Clarke & Pringle 1991). Un disque très massif peut être à l’origine de la capture, ce qui implique des séparations de 10 à 100 AU (taille typique des disques). Cependant comme l’ont souligné Clarke & Pringle (1991), il existe une probabilité importante que le disque soit détruit lors du processus, ce qui diminue grandement son efficacité. Le taux de formation de systèmes triples par capture est en outre beaucoup trop faible selon ce mécanisme.
- la *fragmentation* d’un nuage lors de son effondrement (Boss & Bodenheimer 1979). C’est le modèle qui paraît le plus plausible. Lorsque de la matière en rotation s’effondre en conservant son moment angulaire, les forces centrifuges s’opposent à cet effondrement dans la direction perpendiculaire à

l'axe de rotation. Il s'ensuit la formation d'un anneau de matière gravitationnellement instable, qui se scinde pour former d'autres fragments qui eux-mêmes vont s'effondrer et répéter le processus. Ce mécanisme peut donc donner naissance à des systèmes multiples. Bonnell & Bastien (1992) ont montré que les rapports de masses et les excentricités observées étaient compatibles avec leurs résultats. Leurs codes SPH ne leur donnent cependant pas la résolution nécessaire pour former des binaires serrées (moins de 50 AU). Di & Klapp (1997) ont montré que le processus aboutissait bien à la formation de binaires au delà de cette limite.

Des études ont été menées récemment sur des systèmes binaires en vue de déterminer l'âge de chacune des composantes. Hartigan *et al.* (1994) ont montré, dans le cas de binaires larges (400 à 6000 AU) appartenant à la région du Taureau, que 2/3 des 26 systèmes étudiés sont contemporains. Brandner & Zinnecker (1997) ont pu extraire les propriétés physiques de 14 systèmes binaires serrés (de séparation comprises entre 90 et 250 AU) des régions Chameleon, Lupus et ρ Ophiucus, et ont trouvé que la totalité de ces systèmes sont contemporains. Ces résultats donnent de fortes contraintes sur les mécanismes de formation des systèmes multiples, favorisant l'hypothèse de la fragmentation dans la majorité des cas.

VII.1.3 Environnements circumstellaires

Le processus de formation d'étoiles favorise la formation de systèmes multiples. La présence et la géométrie de matière circumstellaire sont alors susceptibles d'apporter des contraintes indirectes sur le mécanisme de formation de ces systèmes. Bonnell & Bastien (1992) ont par exemple étudié l'effondrement d'un nuage allongé et ont trouvé que, pour des systèmes dont le rapport de masse est élevé, l'accrétion de matière de moment angulaire faible est dirigée vers le centre de masse, situé à proximité de l'étoile la plus massive. Ainsi, dans ces systèmes, l'étoile primaire apparaît plus obscurcie et plus rouge que son compagnon qui accrete moins de matière.

A l'opposé, Lin *et al.* (1993) et Artymowicz & Lubow (1994) ont étudié un système binaire entouré d'un disque circumbinaire coplanaire et ont montré que la présence de résonances entraînait la création d'un vide entre les deux disques circumstellaires, et un disque circumbinaire. Dans cette étude, l'accrétion de matière, du disque circumbinaire vers les disques internes, puis sur les étoiles elles-mêmes était inhibée par la présence de résonances gravitationnelles. Plus tard, les mêmes auteurs (Artymowicz & Lubow 1996) ont pu montrer, avec des hypothèses différentes sur la structure du disque, que la matière pouvait s'écouler:

- dans le cas d'étoiles de masses similaires, vers les deux disques circumstellaires.
- dans le cas d'étoiles de masses très différentes, vers l'étoile la moins massive, son orbite étant la plus proche du disque circumbinaire.

Ces modèles prennent leur sens pour des systèmes binaires dont la séparation est inférieure à la taille typique des disques ($\simeq 100AU$). Dans le cas de binaires larges (séparation supérieure à cette limite), chaque système se comporte *a priori* comme s'il était isolé. L'étude de l'activité de chacune des composantes d'un système multiple permet alors d'apporter des éléments pour contraindre les modèles précédents. Au préalable, il est nécessaire de pouvoir répondre aux questions suivantes:

- les deux composantes ont-elles des disques circumstellaires?
- l'activité de chaque composante varie-t-elle avec la séparation?
- comment cette activité évolue-t-elle dans le temps?

Evidences observationnelles

Des observations ont montré que les binaires de séparation inférieure à 100 AU émettent moins dans le domaine sub-millimétrique que les binaires larges, ce qui suggère que la partie externe des disques circumstellaires est tronquée par la présence d'un companion (Jensen *et al.* 1996, Osterloh & Beckwith 1995). Le même phénomène est observé pour des binaires plus serrées, pour lesquelles on observe une faible émission dans le proche infrarouge (voir l'étude de Jensen & Mathieu (1997) effectuée sur un échantillon de binaires spectroscopiques).

Ces résultats, ne concernant que le nuage de formation du Taureau, confirment les prédictions de Artymowicz & Lubow (1994), puisqu'ils semblent montrer la disparition des parties externes du disque dans les binaires (d'autant plus qu'elles sont serrées), mais la conservation des parties internes (jusqu'à *simeq* 1-2 AU). L'observation de disques circumbinaires a aussi mis en évidence la présence d'un "vide" autour de systèmes binaires. On peut citer le cas de GG Tau de séparation, 0.25" (voir les travaux de Dutrey *et al.* (1994) en interférométrie radio, et de Roddier *et al.* (1996) en optique adaptative). Par ailleurs, Prato & Simon (1997) ont mis en évidence de manière indirecte que les disques circumstellaires présents dans un système binaire jeune sont contemporains. En effet, ils n'observent pas de paires mixtes (c'est-à-dire de systèmes où une seule sur les deux composantes possède un disque circumstellaire). Ils ont en outre utilisé des arguments fondés sur le temps de survie des disques circumstellaires pour montrer qu'une cause commune (selon ces auteurs une enveloppe circumbinaire) doit alimenter ces disques. Une fois que le réservoir est épuisé, les deux disques circumstellaires sont rapidement dissipés.

On remarquera les études qui permettent d'accéder aux propriétés de chaque composante ont été mené de manière indirecte, sur des systèmes binaires non résolus.

Cadre de notre étude

L'excès infrarouge proche est un indicateur de la présence de disques autour des étoiles jeunes. Celles qui ne possèdent pas de disques optiquement épais à une distance inférieure à typiquement quelques rayons solaires auront un indice de couleur correspondant à une photosphère. Dans le cas contraire, elles possèdent un excès infrarouge. L'indice de couleur ($K - L$) est peu contaminé par l'extinction interstellaire ($E(K - L) = 0.16A_V$). L'erreur typique sur le coefficient d'extinction A_V étant de l'ordre de 0.3 mag, l'erreur sur l'indice ($K - L$) reste faible. Cet indice est un diagnostic efficace de l'excès infrarouge: un indice de couleur $K - L \simeq 0.2$ correspond à la couleur intrinsèque d'une étoile de type K ou M, alors qu'un indice ($K - L$) > 0.3 met en évidence la présence d'un disque optiquement épais.

L'indice de couleur ($K - L$) est corrélé avec la largeur de raie H_α et le "veiling", qui caractérisent l'accrétion, et avec la largeur de raie des lignes interdites $O[I]$, qui caractérise la présence de vents (Edwards *et al.* 1993, Hartigan *et al.* 1995). C'est donc un indicateur d'activité pour les étoiles jeunes. Il met en évidence la présence d'un disque d'accrétion optiquement épais proche (à quelques rayons stellaires) de l'étoile, et indirectement la présence d'un phénomène d'éjection.

Ce paramètre reste qualitatif. Il ne permet pas, par exemple, de déterminer un taux d'accrétion puisqu'il est contaminé par le "reprocessing".

Des observations haute résolution dans l'infrarouge thermique permettent d'accéder à l'activité de chaque composante d'un système binaire serré (typiquement 100 AU de séparation). L'instrument d'optique adaptative ADONIS, muni de la caméra COMIC, offre la possibilité de mener ce type d'étude. Dans la suite de ce chapitre, nous présentons les résultats obtenus sur l'analyse photométrique, dans les bandes J, H, K, L et M, d'une douzaine de binaires PMS.

VII.2 Observations et réductions des données

VII.2.1 Echantillon observé

L'échantillon observé est décrit dans le tableau VII.1. La plupart des binaires considérées ici ont été découvertes par Reipurth & Zinnecker (1993) et Ghez *et al.* (1993). Les critères de sélection des objets observés sont les suivants:

- séparation inférieure à 400 AU, centrée autour de 100 AU (taille typique des disques circumstellaires).
- séparation projetée supérieure à 0.2" imposée par la limite de résolution en bande L, et les performances de la correction en bande J.
- $m_v < 13$: cette limite est imposée par la sensibilité de l'analyseur de surface d'onde.
- observabilité depuis l'hémisphère sud: les objets considérés appartiennent aux régions de formation d'étoiles Ophiucus, Lupus, Chameleon et TW Hya.

La valeur de l'extinction visuelle A_V a été évaluée à partir de l'indice de couleur ($R_c - I_c$) (Meyer *et al.* 1997), peu contaminé par l'excès UV et l'excès IR¹. Connaissant le type spectral de l'objet, on déduit $E(R_c - I_c) = (R_c - I_c) - (R_{c0} - I_{c0})$. ($R_{c0} - I_{c0}$) est l'indice de couleur intrinsèque des étoiles naines de la Séquence Principale (Bessell 1991). Le fait d'assimiler les indices de couleur intrinsèques des étoiles T-Tauri à ceux des étoiles naines de la Séquence Principale constitue une approximation qui sera discutée au paragraphe VII.4.1.

On adopte en outre la loi d'extinction de Rieke & Lebofsky (1985), de sorte que:

$$A_V = 4.76E(R_c - I_c)$$

Pour la classification des objets étudiés selon les catégories CTTS et WTTS, on peut utiliser les critères de Martín (1998). La condition nécessaire pour qu'une étoile T-Tauri soit de type CTTS dépend de son type spectral:

- $H_\alpha > 5\text{Å}$ pour une étoile de type K
- $H_\alpha > 10\text{Å}$ pour une étoile de type M0-M2
- $H_\alpha > 20\text{Å}$ pour une étoile de type M plus tardif

Ces critères proviennent du fait que la largeur équivalente de la raie H_α est relative au niveau du continuum, qui varie selon le type spectral.

1. l'indice de couleur $E(I - J)$ peut être plus approprié. Il est cependant difficile d'obtenir une photométrie visible et IR de manière simultanée.

Tableau VII.1 – Echantillon observé, donnée de la littérature

étoile	sép. (")	A. P. (°)	ref.	nuage	dist. (pc)	ref.	Type Sp.	ref.	$W(H_\alpha)$ (Å)	ref.	A_V mag	ref.
BK Cha	0.8	329	1	Chameleon II	180	5	K7-M0	3	35-114	3,4,6	2.2	6
							M0.5	6	29	6	1.6	6
CoD29+	0.8	40	1	TW Hya	50	7	M0	8	2	8	0.7	0
HEN 3600	1.4	230	8	TW Hya	50	7	M3	8	20	8	0.7	0
							M3	8	8	8	0.7	0
HoLup	1.5	36	1	Lupus III	150	10,11	K7-M0	6	220	9	1.25	9
							M2	6				
SR 9	0.59	350	2	Ophiucus	140	12	K4-K6	13,14	11-26	13	0.3	0
Sz 68	2.6	295	1	Lupus I	150	10,11	K2	15,16	2-7	9,17,18	1.45	9
V536 Aql	0.52	17	19	?	200	20	K7	21	52	21	3.3	21
V653 Oph	0.4	96	2	Ophiucus	140	12	M2.5	13,21	30-48	13,21	2.00	0
WSB 20	1	23	1	Ophiucus	140	12	K6	21	47	21	2.3	0
HBC634	0.21	164	2	Scorpion	160	22	K0	23	0.35	23	1.3	23
HD76534	2.1	303	1	DC164.3+1.5	830	24,26	B2	25			1.2	0

(0) cette étude;(1) Reipurth & Zinnecker (1993);(2) Ghez *et al.* (1993);(3) Hughes & Hartigan (1992);(4) Hartigan (1993);(5) Whittet *et al.* (1997);(6) Brandner & Zinnecker (1997);(7) Kastner *et al.* (1997);(8) De La Reza *et al.* (1989);(9) Hughes *et al.* (1994);(10) Hughes *et al.* (1993);(11) Franco (1990);(12) De Geus & Burton (1991);(13) Bouvier & Appenzeller (1992);(14) Herbig & Bell (1988);(15) Franchini *et al.* (1992);(16) Appenzeller *et al.* (1983);(17) citeHerbst94;(18) Bouvier (1990);(19) Ageorges *et al.* (1994);(20) Kholopov (1959);(21) Cohen & Kuhl (1979);(22) De Geus *et al.* (1989);(23) Walter *et al.* (1994);(24) Van Den Ancker *et al.* (1998);(25) Finkenzeller (1985);(26) Herbst (1975)

Une brève revue bibliographique est donnée pour chaque objet:

- **BK Cha**: Les paramètres physiques de chacune des composantes de cette étoile binaire ont été obtenus par Brandner & Zinnecker (1997), à partir d'observations photométriques et spectroscopiques. Cet objet ne montre pas d'émission à 1.3 mm (Henning *et al.* 1993).
- **Cod-298887** et **Hen(3)600**: Ces deux objets appartiennent à l'association TW Hya. Malgré l'absence de nuages sombres dans sa proximité, cette association est composée d'étoiles jeunes aux propriétés optique et X identiques. C'est donc une région de formation d'étoiles. C'est d'ailleurs la plus proche de la terre, à une distance moyenne de $\simeq 50$ pc (Kastner *et al.* 1997). En tant que telle, l'observation des objets qui composent cette association présente de nombreux intérêts.
 - **Cod-298887**: Cet objet n'a pas d'émission significative à $800 \mu\text{m}$ (Jensen *et al.* 1996) et est peu variable (Batalha *et al.* 1998).
 - **Hen(3)-600** Les deux composantes ont un type spectral identique (M3) et une largeur équivalente H_α faible, ce qui les classe comme WTTS (selon la classification de Martín (1998)). Cet objet a une émission faible à $800 \mu\text{m}$ (Jensen *et al.* 1996) et est peu variable (Batalha *et al.* 1998).
- **HoLup**: Brandner & Zinnecker (1997) ont déterminé les caractéristiques spectroscopiques de chaque composante: respectivement de type K7/M0 et M2 pour la primaire et la secondaire. Une émission modérée à 1.3 mm a été observée par Nuernberger *et al.* (1997) pour cet objet.
- **SR 9**: Le type spectral de cet objet varie fortement selon les auteurs: Cohen & Kuhl (1979) lui associent un type spectral K7, Herbig & Bell (1988) un type K6 et Bouvier & Appenzeller (1992), un type spectral K4/K6. Greene & Meyer (1995) donnent un type spectral K4 et $A_V = 2.5$ à partir de données spectroscopiques dans le proche IR. Herbst *et al.* (1994) ont relevé une variabilité de l'ordre de 0.6 mag. de cet objet. Jensen *et al.* (1996) donnent une limite supérieure de l'émission de cet objet $800 \mu\text{m}$ de 28 mJy.
- **Sz 68**: cette étoile est entourée d'une nébuleuse par réflexion, et est associée à un jet Herbig Haro (Heyer & Graham 1989). Elle possède une émission à 1.3mm (Nuernberger *et al.* 1997).
- **V536 Aql**: cette étoile binaire découverte par Ageorges *et al.* (1994) possède une raie interdite en émission $[OI]\lambda 6300$ ($EW[OI] = 13.9\text{\AA}$; Cohen & Kuhl 1979) et un fort degré de polarisation ($P=5-8\%$; Menard & Bastien 1992). Un flot bipolaire a été observé autour de cet objet (Hirth *et al.* 1997, Eisloffel & Mundt 1997, Appenzeller *et al.* 1984), ainsi qu'une émission étendue dans le proche IR (Ageorges *et al.* 1994).
- **HD 76534**: ce système est membre de l'association d'étoiles jeunes Vela R2 (Herbst 1975). HD 76534 illumine une nébuleuse par réflexion, ce qui montre qu'elle est associée à un nuage. Elle a été suggérée comme étant une étoile de type Ae/Be de Herbig par Herbst (1975) et Finkenzeller & Mundt (1984). Son appartenance à ce type d'étoile est remis en question par The *et al.* (1985) qui n'observent pas d'excès IR significatif et la considèrent plutôt comme une étoile Be. Elle possède une raie $H\alpha$ double (The *et al.* 1985), qui a récemment montré un fort sursaut d'intensité (Oudmaijer & Drew 1997). Jain & Bhatt (1995) ont mis en outre en évidence une variation de la polarisation de cette étoile.

VII.2.2 Conditions d'observation

Chaque objet a été observé dans les bandes J, H, K, L et M. Les observations ont eu lieu le 1 et 2 mai 1996 avec ADONIS+SHARPII+ ($1-2.5 \mu\text{m}$) et le 5 mai 1996 avec ADONIS+COMIC ($3-5 \mu\text{m}$). Les performances du système ont été décrites dans les chapitres précédents. Les observations ont été effectuées par conditions photométriques, avec un seeing compris entre 0.6 et $1.2''$. Les bonnes conditions atmosphériques ($r_0 \simeq 10 - 15\text{cm}$, $\tau_0 \simeq 100 - 200\text{ms}$ à $\lambda=0.5 \mu\text{m}$) ont permis d'obtenir des rapports de Strehl de l'ordre de 8-10% en J, 15% en H, 35% en K, 70 % en L et 80% en M, ce qui donne des images limitées par la diffraction sur les meilleures images en H, et dans tous les cas, à mieux que $0.2''$ de résolution.

VII.2.3 Quelques remarques sur la réduction des données

Un grand soin a été apporté à la réduction des données, afin d'obtenir une précision photométrique inférieure à 0.05 mag . Nous verrons que cette précision est nécessaire pour l'étude considérée dans ce chapitre. Les étapes de réduction des données incluent:

- correction des pixels morts, soustraction du fond de ciel et correction de champs plats.
- photométrie d'ouverture
- transformation de couleur sur le système ESO (les étoiles standard photométriques appartenant à ce système, Bouchet *et al.* (1991))
- transformation du système ESO vers le système standard établi par Bessell & Brett (1988).

Les observations ont été effectuées en mode "chopping" (acquisition du fond de ciel seul).

En bandes J, H et K, le résidu de soustraction de fond de ciel, inférieur 0.5 ADU , peut introduire une erreur photométrique pour les objets les plus faibles. Une photométrie d'ouverture a été pratiquée sur les images pour corriger ce résidu. Le choix de l'ouverture est alors important, il a été discuté au paragraphe IV.3.1.

En bandes L et M, la présence d'inhomogénéités dans le fond instrumental donne, après soustraction du fond de ciel, un résidu spatial important. L'utilisation d'une procédure de "nodding" (qui n'a pas été utilisée ici), bien que permettant d'améliorer la sensibilité du système (nous avons vu au paragraphe IV.2.2 que la correction d'optique adaptative limite l'efficacité de cette procédure), présente l'inconvénient de diminuer le rendement d'observation.

En outre, la connaissance préalable des sources observées (sur la base des observations dans les bandes J, H et K) a permis de définir une procédure capable de supprimer partiellement la contribution du fond résiduel dans les images. Cette procédure est décrite au paragraphe III.4. Elle consiste à extrapoler le fond instrumental à l'emplacement de l'objet, préalablement masqué, par un ajustement (ligne à ligne) du fond instrumental hors du masque.

La procédure précédente définissant une ouverture, c'est cette dernière qui a été utilisée pour l'évaluation de la photométrie des sources. Selon les cas des corrections de photométrie d'ouverture ont été appliquées (voir paragraphe IV.3.1).

La photométrie de chaque composante des étoiles binaires a été obtenue par déconvolution (algorithme Lucy-Richardson). La figure VII.1 montre les images obtenues de l'étoile V536 Aql, de la FEP associée, et du résultat de la déconvolution dans les bandes J, H, K, L et M.

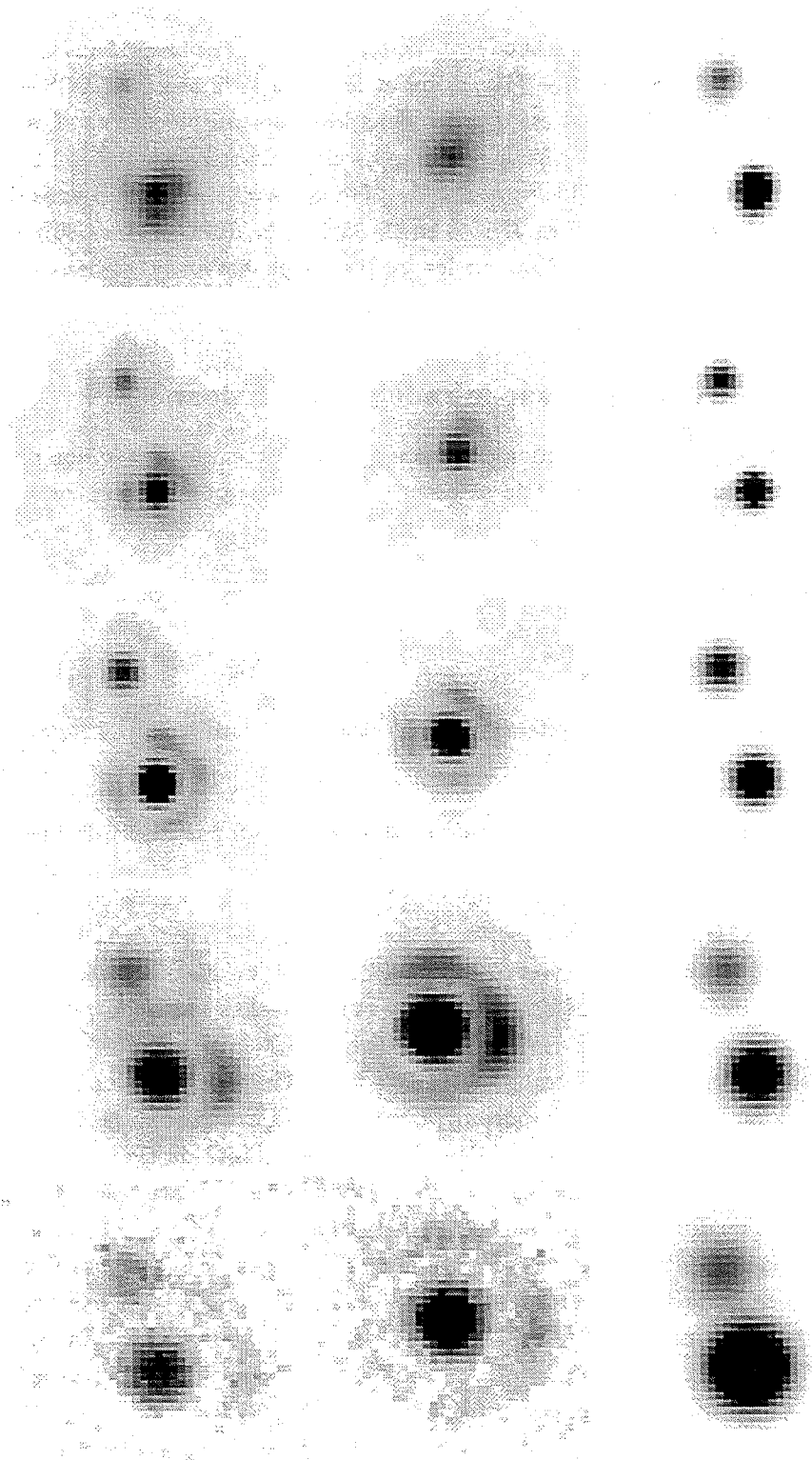


Figure VII.1 – Image de la binaire V536 Aql, de la FEP associée et du résultat de la déconvolution de la première par la seconde dans les bandes J, H, K, L et M. Séparation: $0.52''$, PA: 17 deg. On remarque que la meilleure résolution est obtenue en bande H.

VII.3 L'analyse photométrique

Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau VII.2. Le système photométrique considéré est le système standard établi par Bessell & Brett (1988). L'erreur photométrique correspondant à chaque mesure est donnée entre parenthèses. Certains objets n'ont pas pu être détectés. C'est le cas, par exemple de la binaire HBC634 en J, où les composantes n'ont pu être séparées. En bandes L et M, la limite de sensibilité des observations correspond à des objets d'environ magnitude L=10 et M=9. L'erreur photométrique est typiquement de 0.02-0.03 mag en bandes J, H et K et de 0.05 mag et 0.1

Object	Comp.	J	H	K	L	M
BK Cha	A	11.41 (0.02)	10.36 (0.03)	9.65 (0.03)	8.63 (0.05)	
	B	11.49 (0.03)	10.22 (0.03)	9.26 (0.03)	7.98 (0.06)	
CoD29+	A	8.03 (0.02)	7.31 (0.03)	7.12 (0.03)	7.04 (0.05)	6.8 (0.1)
	B	8.87 (0.03)	8.15 (0.03)	7.93 (0.03)	7.83 (0.06)	
HD76534	A	8.06 (0.02)	7.99 (0.02)	7.86 (0.03)	7.61 (0.05)	7.7 (0.1)
	B	9.38 (0.02)	9.37 (0.03)	9.34 (0.03)	9.34 (0.06)	9.15 (0.10)
HEN3600	A	8.25 (0.02)	7.79 (0.02)	7.39 (0.03)	7.05 (0.05)	6.8 (0.1)
	B	8.69 (0.02)	8.19 (0.03)	7.82 (0.03)	7.60 (0.06)	
HO Lup	A	9.97 (0.02)		8.60 (0.03)	8.03 (0.05)	7.8 (0.1)
	B	11.71 (0.05)		10.59 (0.04)	10.45 (0.06)	
SR9	A	8.55 (0.02)	7.84 (0.02)	7.55 (0.03)	6.79 (0.05)	6.2 (0.1)
	B	11.03 (0.03)	10.34 (0.04)	10.05 (0.04)	10.17 (0.06)	
Sz68	A	7.77 (0.02)	7.07 (0.02)	6.69 (0.03)	6.07 (0.05)	5.4 (0.1)
	B	11.13 (0.02)	10.18 (0.03)	9.47 (0.03)	8.81 (0.06)	8.7 (0.1)
V536Aql	A	9.19 (0.02)	8.33 (0.02)	7.64 (0.03)	6.77 (0.05)	5.7 (0.1)
	B	10.89 (0.03)	9.38 (0.03)	8.71 (0.03)	7.94 (0.06)	6.3 (0.1)
V853Oph	A	9.37 (0.02)	8.66 (0.02)	8.21 (0.03)		
	B	11.37 (0.03)	10.27 (0.03)	9.77 (0.03)		
WSB20	A	9.34 (0.02)	8.39 (0.03)	7.76 (0.03)	7.20 (0.05)	
	B	10.29 (0.03)	9.38 (0.03)	8.95 (0.03)	8.70 (0.06)	
HBC634	A	8.18 (0.02)	7.88 (0.03)	7.71 (0.03)		
	B		9.41 (0.04)	9.27 (0.04)		

Tableau VII.2 - Photométrie en bandes J, H, K, L et M de l'échantillon considéré. L'erreur photométrique est donnée entre parenthèses.

mag en bandes L et M respectivement. Les erreurs photométriques proviennent d'abord de l'erreur sur l'estimation du fond (soustraction imparfaite de ce dernier) et sur les transformations de couleur du système SHARP-COMIC sur le système ESO (les deux erreurs ne sont pas indépendantes l'une de l'autre). Intervient ensuite l'erreur sur le rapport de flux des composantes de l'étoile binaire.

Parallèlement, on peut donner l'astrométrie des systèmes étudiés avec une bonne précision. Les résultats sont présentés sur le tableau VII.3.

Objet	Sép(")	A. P. (°)
BK Cha	0.765 (0.010)	333.8 (0.8)
CoD29+	0.59 (0.01)	31.2 (0.6)
HD76534	2.08 (0.01)	303.30 (0.15)
HEN3600	1.45 (0.01)	228.5 (0.2)
HO Lup	1.51 (0.01)	34.4 (0.2)
SR9	0.60 (0.01)	350.4 (0.5)
Sz68	2.79 (0.01)	296.7 (0.1)
V536Aql	0.54 (0.01)	16.5 (0.5)
V853Oph	0.39 (0.01)	92.8 (0.5)
WSB20	0.75 (0.01)	28.33 (0.4)

Tableau VII.3 – Astrométrie des systèmes étudiés (données J , H et K). L'erreur est indiquée entre parenthèses.

Les diagrammes couleurs-couleurs J-H/H-K et H-K/K-L (non dérougées) sont donnés sur la figure VII.2 et VII.3. On a reporté sur ces diagrammes le lieu des étoiles naines et des étoiles géantes de la Séquence Principale ainsi que le lieu des étoiles CTTS décrit par Meyer *et al.* (1997). Les vecteurs de rougissement sont donnés pour $A_V = 5$.

Ces diagrammes apportent les informations suivantes:

- une information sur le lien physique entre les composantes des systèmes. Tous les objets étudiés ici apparaissent comme des paires physiquement liées.
- une information qualitative sur le rougissement de chacune des composantes. Ce rougissement a deux origines:
 - la matière présente sur la ligne de visée. Elle peut être située au niveau local (région de formation), ou encore proche de l'étoile sous la forme d'une enveloppe circumstellaire. Une extinction vers les courtes longueurs d'onde donne l'impression d'un objet plus rouge.
 - la présence d'un disque d'accrétion¹.

L'indice $(K - L)$ étant peu sensible au rougissement interstellaire, $E(K - L) = 0.05$, et le lieu des étoiles naines de la Séquence Principale étant limité à $(K - L) < 0.3$, le diagramme H-K/K-L permet de diagnostiquer la présence ou l'absence d'un disque. On sépare nettement les objets correspondant à une photosphère nue de ceux possédant un disque d'accrétion. Pour le premier type d'objets, une identification spectrale (à une sous classe près) et une estimation du coefficient d'extinction A_V sont possibles grâce au diagramme J-H/H-K, à partir des naines de type K7-M0 (coude du lieu des naines de la Séquence principale).

1. vu par la tranche, ce disque peut être responsable d'une forte extinction dans le visible.

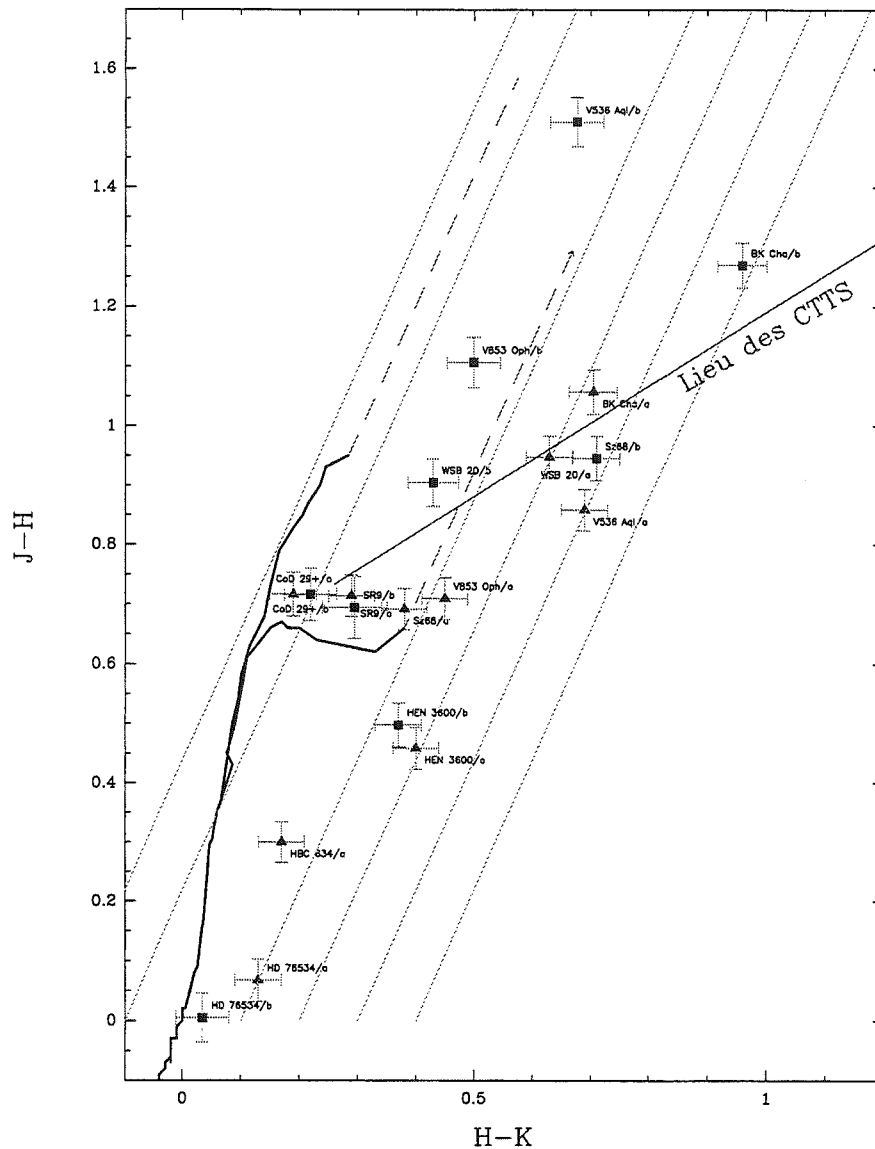


Figure VII.2 – Diagramme couleur-couleur $J-H/H-K$. Les composantes primaires sont indiquées par des triangles, les composantes secondaires, par des carrés. Les indices de couleurs n'ont pas été dérougis. Le lieu des étoile naines et le lieu des étoiles géantes de la Séquence Principale figurent en traits pleins. On a indiqué le lieu des étoiles CTTS décrit par Meyer et al. (1997).

L'indice ($J - H$) étant plus sensible à l'extinction interstellaire, $E(J - H) = 0.12$, on remarque deux objets très enfouis sur le diagramme $J-H/H-K$: V536 Aql/b et V853 Oph /b.

On a représenté sur la figure VII.4 les indices de couleur non dérougis ($K - L$) et ($J - H$) de la composante secondaire en fonction de celui de la primaire.

Aucune composante des étoiles WTTS de l'échantillon ne présente d'excès ($(K - L) < 0.3$). Ces étoiles binaires ont des séparations de l'ordre de 50 AU.

En ce qui concerne les binaires CTTS observées en bande L, la moitié présente un excès infrarouge sur la primaire seulement, et l'autre moitié, sur les deux composantes. Dans le premier cas, les objets sont des binaires CTTS-WTTS, et dans le second, des binaires CTTS-CTTS. Le nombre restreint

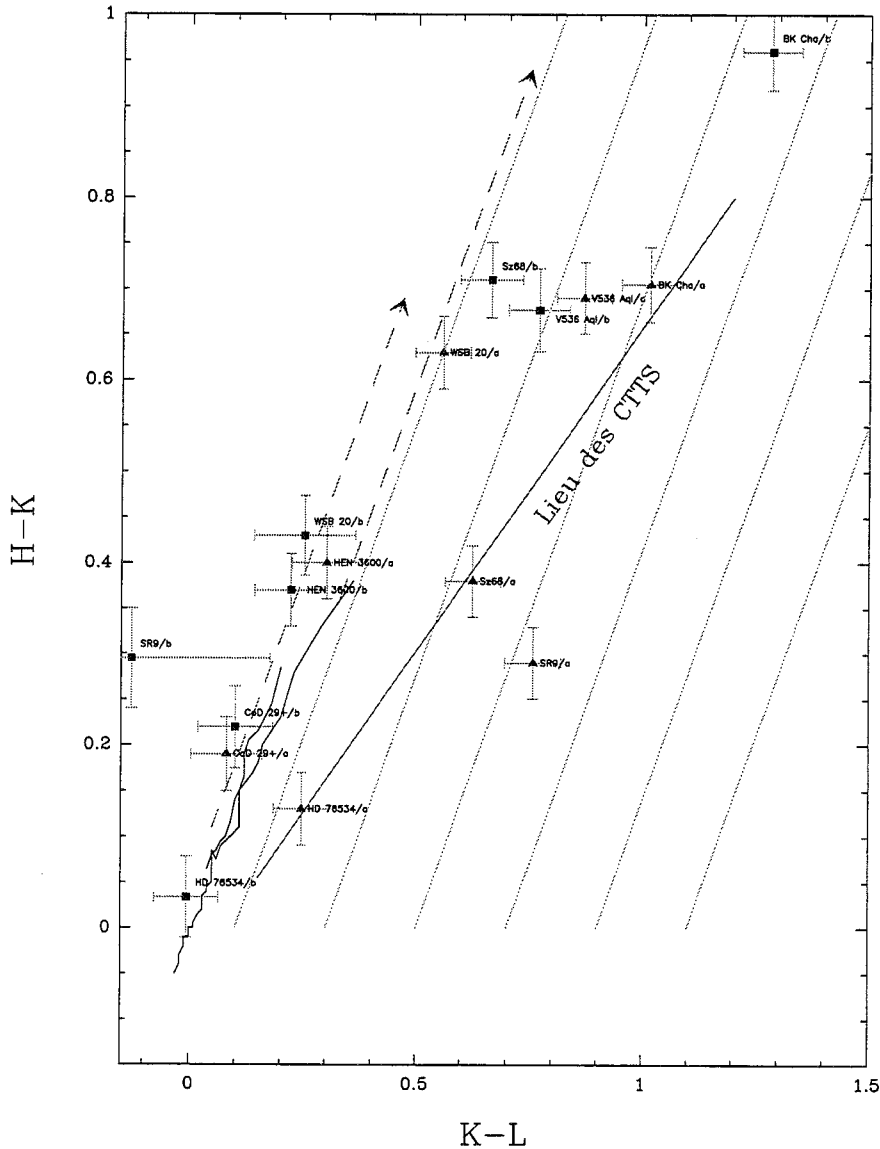


Figure VII.3 – Diagramme couleur-couleur $H-K/K-L$. Les composantes primaires sont indiquées par des triangles, les composantes secondaires, par des carrés. Les indices de couleurs n'ont pas été dérougés. Le lieu des étoiles naines et le lieu des étoiles géantes de la Séquence Principale figurent en traits pleins. On a indiqué le lieu des étoiles CTTS décrit par Meyer et al. (1997).

d'objets de l'échantillon ne permet cependant pas d'extraire de tendance sur la mixité des paires (CTTS-WTTS) ou la non mixité de ces paires (WTTS-WTTS et CTTS-CTTS) en fonction de la séparation (ici 50-400 AU).

Le type de chaque composante est donné tableau VII.4. Des éléments nouveaux seront apportés au paragraphe suivant, après avoir placé les objets étudiés sur un diagramme HR.

On a donné sur la figure VII.4 l'indice de couleur ($J-H$) de la composante secondaire en fonction de celui de la composante primaire. Cet indice contient le rougissement dû au disque et le rougissement interstellaire. On remarque pour certains objets un fort indice ($J-H$) de la composante secondaire qui peut être attribuable à une forte extinction (disque vu par la tranche par exemple).

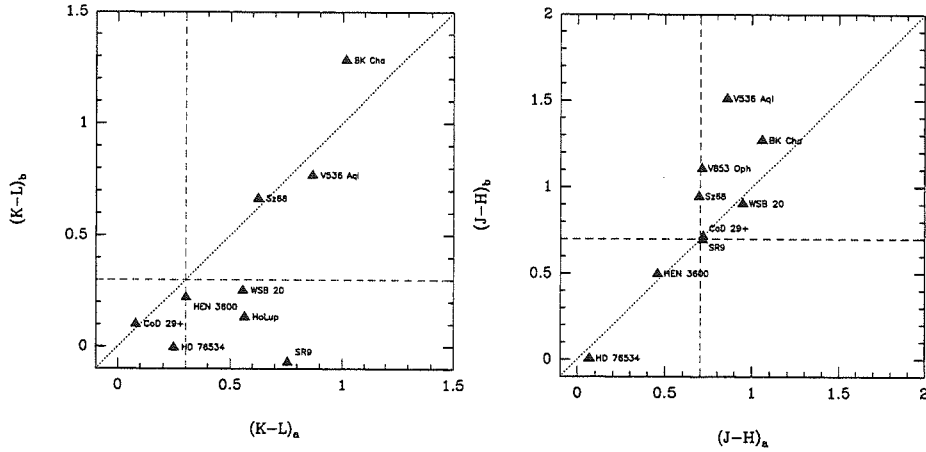


Figure VII.4 – A gauche: indice $(K - L)$ de la composante B en fonction de l'indice $(K - L)$ de la composante A. A droite: indice $(J - H)$ de la composante B en fonction de l'indice $(J - H)$ de la composante A. Sur les deux figures, on a indiqué en traits pointillés la limite supérieure de l'indice de couleur correspondant des naines de la Séquence Principale.

Objet	Type	Sép(AU)
BK Cha	CC	140
CoD29+	WW	40
HEN3600	WW	60
HO Lup	CW	225
SR9	CW	80
Sz68	CC	390
V536Aql	CC	100
V853Oph	C..	60
WSB20	CW	140
HBC634	W..	33

Tableau VII.4 – Propriétés de chaque composante des systèmes binaires en fonction de la séparation. Pour les systèmes V853 Oph et HBC634, il n'a pas été possible de déterminer la nature de la composante secondaire.

VII.4 Résultats: SED, diagrammes HR

VII.4.1 Le type spectral de chaque composante

Il est possible, à partir du tracé des densités spectrales d'énergie, de préciser le type spectral de la primaire, et de déduire le type spectral de la secondaire pour la majorité des systèmes binaires étudiés. On dispose pour cela des informations suivantes:

- du type spectral de la primaire (voir paragraphe VII.2.1).
- de la photométrie $UBV(RI)_c$ intégrée sur le système.
- du coefficient d'extinction A_V . On suppose ce coefficient identique pour chacune des composantes

(Brandner & Zinnecker 1997). La valeur utilisée est issue de la littérature, ou calculée à partir de l'excès $E(R-I)$. Cette valeur s'accorde (à environ 0.3 mag. près, qui correspond à l'erreur typique sur le coefficient A_V (Hartigan *et al.* 1994)) avec la valeur trouvée grâce au diagramme J-H/H-K, dans le cas où l'une des composantes ne présente pas d'excès infrarouge dû à l'environnement circumstellaire.

- Une estimation du type spectral de la secondaire est possible à partir du diagramme J-H/H-K, lorsque cette composante ne possède pas d'excès. Cette détermination est graphique: elle consiste à ramener les indices de couleurs des objets considérés sur ceux des naines de la Séquence Principale, selon le vecteur de rougissement.
- Le type spectral de chaque composante de trois systèmes binaires de l'étude a été déterminé par Brandner & Zinnecker (1997) (BK Cha et Ho Lup) et De La Reza *et al.* (1989) (HEN 3600).

A partir de ces données, les couleurs intrinsèques standards des naines de la Séquence Principale (du visible à l'infrarouge) sont ajustées aux densités d'énergie (corrigées de l'extinction) des systèmes étudiés. Le fait de considérer les étoiles TTauri comme des étoiles de classe V constitue une approximation. Cohen & Kuhl (1979) associent plutôt ces objets à des étoiles de classe IV. Cependant, des études récentes ont montré qu'ils se rapprochaient plus des étoiles de classe V, à partir de mesure de gravité de surface (Brandner & Zinnecker 1997), et à partir de mesures photométriques (Meyer *et al.* 1997). On peut cependant remarquer qu'il n'existe pas dans la littérature de mesures complètes de couleurs intrinsèques pour les étoiles de classe IV, qui permettent une comparaison avec les couleurs des étoiles TTauri.

Il faut aussi remarquer que les mesures photométriques ont été réalisées à des dates différentes, ce qui est susceptible d'introduire une source d'erreur dans l'estimation spectrale, à cause de la variabilité des étoiles de type TTauri. Pour les étoiles de notre échantillon, la variabilité n'excède pas 0.1 mag en V. On peut montrer qu'une telle erreur affecte peu la forme générale de la courbe de distribution spectrale d'énergie (voir en outre Leinert *et al.* (1997) et Bouvier *et al.* (1998) qui ont appliqué une procédure identique à des étoiles binaires Ae/Be).

Le type spectral est en général bien contraint par la distribution spectrale d'énergie des objets, connaissant les paramètres cités plus haut. Lorsque l'étoile possède un excès infrarouge, l'ajustement a été effectué essentiellement sur les couleurs RI, et dans une moindre mesure sur les couleurs V et J, susceptibles d'être contaminées par les excès UV et IR. L'erreur sur le type spectral correspond à une sous classe dans le pire des cas. Cette erreur est liée à l'erreur sur le coefficient d'extinction A_V .

La figure VII.5 donne les distributions spectrales d'énergie pour les objets dont on a pu ajuster le type spectral des deux composantes du système. Dans ce cas, on a aussi pu déterminer la magnitude V pour chaque composante. Ceux pour lesquels cela n'a pas été possible sont représentés sur la figure VII.6. Le cas de l'étoile HD76534 est traité à part (figure VII.7). Sa distribution spectrale d'énergie correspond bien à celle d'une étoile massive (Corporon 1998).

VII.4.2 Le diagramme HR

A partir des types spectraux et de la magnitude en V extraits au paragraphe précédent, on peut déduire la température et la luminosité de la plupart des objets observés (7 objets sur 11). Les résultats sont donnés dans le tableau VII.5.

L'erreur sur la température correspond typiquement à une sous classe, soit une erreur de 0.02 sur $\log(T_{eff})$ (elle peut être réduite dans le cas des WTTS pour lesquelles l'ajustement est contraint par tous les points de la SED).

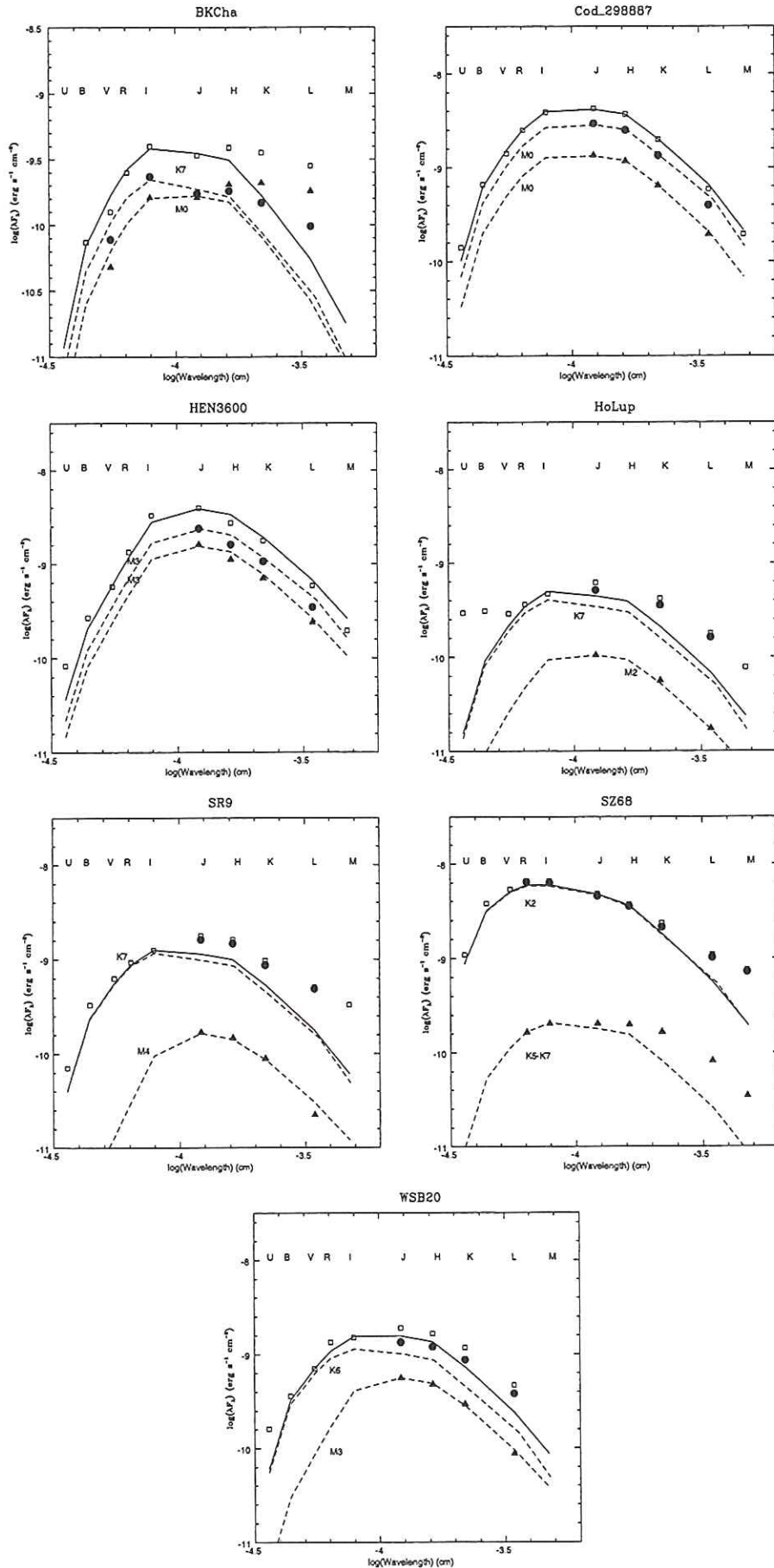


Figure VII.5 – Distributions spectrales d'énergie. On a pu déterminer à une sous classe près le type spectral de chaque composante des systèmes binaires.

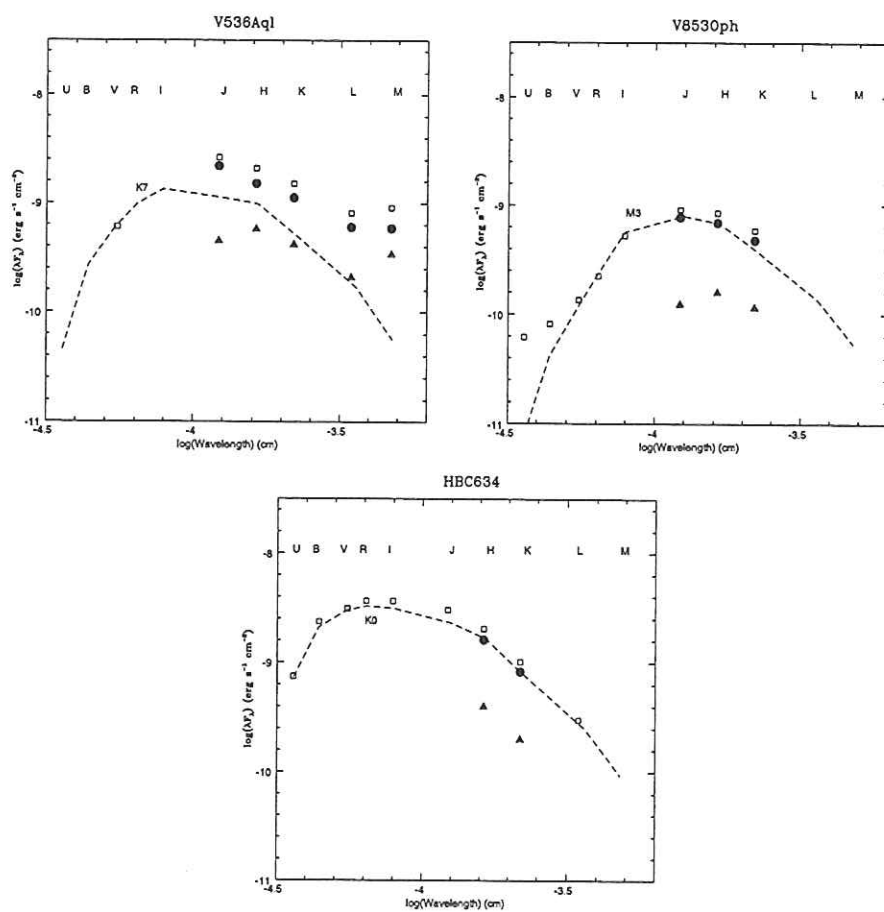


Figure VII.6 – Distributions spectrales d'énergie pour lesquelles les types spectraux n'ont pas pu être déterminés.

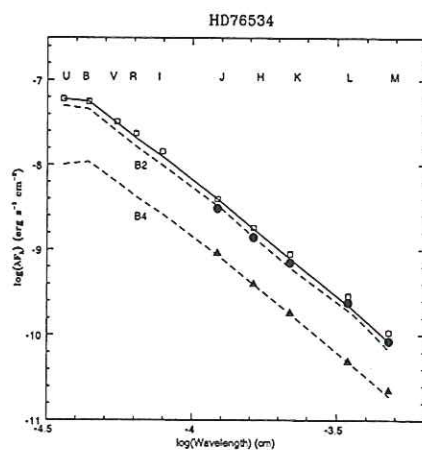


Figure VII.7 – Le cas de HD76534.

On obtient une erreur faible ($\simeq 0.04$ sur $\log L_*/L_\odot$) sur la luminosité pour les objets peu massifs qui n'ont pas d'excès IR (on est en effet proche du maximum de la distribution spectrale d'énergie en J, H, K et L). La méthode est donc efficace dans ce cas. Si l'objet possède un excès IR, la précision de la mesure est soumise à la précision sur le type spectral extrait de la littérature. En admettant une erreur d'une sous-classe, l'erreur sur la luminosité sera d'autant plus élevée que le type spectral est tardif.

Les systèmes binaires pour lesquels température et luminosité ont pu être déterminées pour les deux composantes ont été placés dans un diagramme HR (figure VII.8). Les tracés théoriques établis par D'Antona & Mazzitelli (1994) ont aussi été reportés sur ce diagramme.

Objet	Comp.	Type Sp.	T_{eff}	$L_{phot}[L_\odot]$	Age	$M[M_\odot]$	M_b/M_a
BK Cha	A	K7	4000	0.32	$5 \cdot 10^6$	0.70	0.78
	B	M0	3800	0.24	$4 \cdot 10^6$	0.55	
CoD29+	A	M0	3800	0.32	$2 \cdot 10^6$	0.50	1.2
	B	M0	3800	0.15	$1 \cdot 10^7$	0.60	
HEN3600	A	M3	3350	0.23	$1 \cdot 10^6$	0.22	1.00
	B	M3	3350	0.15	$2 \cdot 10^6$	0.22	
Ho Lup	A	K7	4000	0.42	$3 \cdot 10^6$	0.60	0.50
	B	M2	3500	0.11	$3 \cdot 10^6$	0.30	
SR9	A	K7	4000	1.05	$6 \cdot 10^5$	0.40	0.35
	B	M4-5	3150	0.11	$1 \cdot 10^6$	0.14	
Sz68	A	K2	4900	5.90	$5 \cdot 10^5$	1.30	0.62
	B	K6	4200	0.21	$2.5 \cdot 10^7$	0.80	
WSB20	A	K6	4200	1.35	$6 \cdot 10^5$	0.50	0.44
	B	M3	3350	0.43	$3 \cdot 10^5$	0.22	

Tableau VII.5 -

Discussion:

On a pu mesurer les paramètres physiques de chaque composante de 7 systèmes binaires parmi les 11 observés:

- 4 de ces systèmes sont contemporains aux barres d'erreurs près (BK Cha, Ho Lup, SR 9 et WSB 20), ils ont des séparations de l'ordre de 100-200 AU.
- les binaires COD-29 et HEN 3600 ne sont pas *a priori* contemporaines à moins de supposer un coefficient d'extinction différent pour chaque composante ($\Delta A_V \simeq 0.5$), ce qui est peu probable du fait que ces systèmes ont des séparations de l'ordre de 50 AU.
- Sz68, qui est une binaire large (séparation 400 AU) a ses deux composantes qui ne sont pas contemporaines.

Ces résultats sont en accord avec les conclusions de Brandner & Zinnecker (1997) qui trouvent que tous les systèmes binaires de séparation comprise entre $\simeq 100$ et 250 AU sont contemporains. Pour les systèmes de séparations comprises entre 400 et 6000 AU de la région du Taureau, Hartigan *et al.* (1994) trouvent que 2/3 sont contemporains.

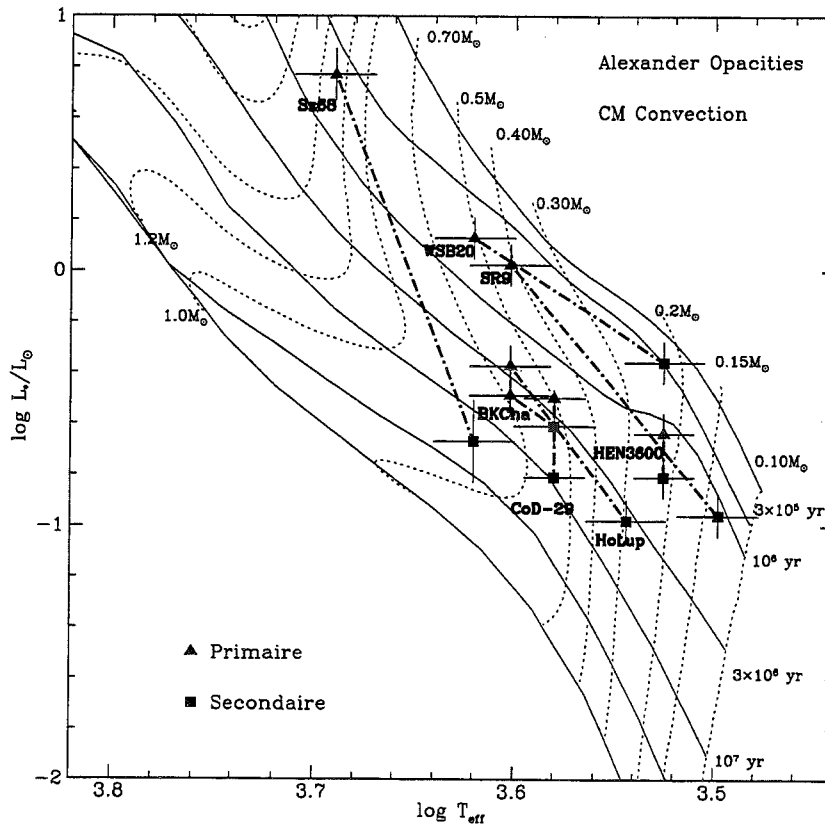


Figure VII.8 – Diagramme HR. On a reporté sur ce diagramme les tracés de D'Antona & Mazzitelli (1994).

En ce qui concerne la présence de disque d'accrétion pour les systèmes binaires de séparation 100-200 AU, nous avons observé 2 systèmes CTTS-CTTS (BK Cha et V536 Aql), et 3 systèmes CTTS-WTTS (WSB20, Ho Lup et SR 9). Le résultat des observations de V853 Oph ne nous permet pas de classer ce système dans une des deux catégories précédentes.

On n'observe pas de tendance sur la mixité ou non mixité des systèmes étudiés. Ce résultat présente une différence avec les systèmes étudiés dans la région du Taureau dans la même gamme de séparation, et pour lesquels on observe un seuil à 350 AU (Duchêne *et al.* 1998b): au dessous de ce seuil, on n'observe plus de paires mixtes. L'étude menée sur le Taureau permet d'émettre des contraintes fortes pour les modèles expliquant la répartition de matière circumstellaire des systèmes binaires, et notamment sur l'alimentation des disques circumstellaires dans le cas de systèmes CTTS-CTTS. Comparée aux résultats obtenus ici, elle confirme que la région du Taureau possède des propriétés différentes des autres régions de formation d'étoiles.

VII.4.3 Conclusions et perspectives

L'optique adaptative fournit un moyen d'obtenir la photométrie des différentes composantes d'un système multiple avec une bonne précision dans la gamme 1-5 μm . L'observation de ces systèmes dans

l'infrarouge thermique permet d'accéder de manière directe à l'activité de chaque composante. Dans certains cas, il a été possible d'obtenir les paramètres physiques du système.

Afin de diminuer l'incertitude sur ces paramètres physiques, et de résoudre les cas qui présentent une ambiguïté (notamment les paires CTTS-CTTS), il est nécessaire d'avoir recours à des mesures photométriques dans le visible (bandes RI) et à des mesures spectroscopiques. Les premières sont réalisables avec des instruments d'optique adaptative plus performants (PUEO), et les secondes avec des spectrographes haute résolution (GraF dans l'infrarouge proche).

Dans ce contexte, l'observation dans les bandes thermiques L et M apparaît comme un outil nécessaire pour déterminer les caractéristiques de l'environnement circumstellaire.

Conclusions

Conclusions générales et perspectives

L'observation astronomique à Haute Résolution Angulaire depuis le sol tire aujourd'hui avantageusement profit des systèmes d'Optique Adaptative. Trois instruments sont actuellement opérationnels: les instruments ADONIS d'une part, et les instruments PUEO et HOKUPA'A d'autre part, respectivement installés sur le télescope de 3.6m de l'ESO et le télescope de 3.6 m du CFHT.

Ce travail de thèse a contribué à l'augmentation du potentiel de l'instrument ADONIS. Il concerne le suivi de la caméra infrarouge COMIC, développée spécifiquement pour cet instrument, depuis la caractérisation en laboratoire de la cible infrarouge et la mise en opération sous télescope de la caméra, jusqu'à l'étude des caractéristiques du système ADONIS+COMIC et l'utilisation de ce système dans le cadre d'un programme astrophysique. Par ailleurs, ce travail fournit une analyse plus générale portant sur les spécificités de l'observation infrarouge sur un instrument d'optique adaptative.

Les résultats obtenus au cours de ce travail portent essentiellement sur trois points. Le premier point concerne les limites de fonctionnement du dispositif IRCCD étudié. Ces limites ont été analysées de manière quantitative. Le second point montre les spécificités de l'observation infrarouge sur un instrument d'optique adaptative. Enfin, dans un troisième point, j'illustre les possibilités scientifiques de l'instrument en donnant les résultats scientifiques obtenus sur un échantillon de systèmes binaires pré-séquence principale.

- Les limites de fonctionnement de l'IRCCD se réfèrent ici aux limites de fonctionnement de ce dispositif dans des ambiances faibles flux de photons. Ces limites sont dues à l'étage d'entrée du dispositif. En dessous d'un courant pixel de l'ordre du pico-ampère, on observe une dégradation des conditions de fonctionnement de cet étage, ce qui se traduit essentiellement par une baisse du rendement d'injection.
- La caméra COMIC est peu adaptée à l'observation en dessous de 3 m, compte tenu des faibles niveaux de flux de fond mesurés dans ces conditions, pour lesquels l'étage d'entrée n'est pas optimisé (voir le point précédent). En revanche, la caméra est bien adaptée à l'observation au-delà de 3 m sur l'instrument ADONIS.
- L'instrument ADONIS est peu adapté à l'observation au-delà de 3 m. L'instrument possède en effet un fort niveau de fond instrumental et de fortes inhomogénéités dans ce fond. Cela est dû, d'une part au nombre important de surfaces optiques présente sur le banc, et d'autre part à la présence de surfaces optiques proche de plans focaux.

- Il a été difficile de définir une procédure d'observation optimale avec l'instrument ADONIS+COMIC dans l'infrarouge thermique. En particulier, j'ai montré qu'une procédure de type "nodding", qui vise à supprimer la contribution du fond instrumental dans les images, était limitée par le fait que l'image de ce fond instrumental est brouillée par le processus de correction de l'instrument d'optique adaptative. Cet effet a été quantifié en terme de perte de performance.
- Une étude a été menée sur la qualité d'image de l'instrument ADONIS. L'étude a été effectuée sur des données acquises sous de bonnes conditions de turbulences, c'est-à-dire peu limitative pour l'instrument. Dans ce cadre, j'ai montré que la connaissance d'un unique paramètre suffit à décrire la FEP (i.e. par exemple le rapport D/r_0). Ceci a conduit à la détermination d'une fonction d'instrument pour un large éventail de conditions ($5;D/r_0;25$). Des effets instrumentaux ont pu en outre être mis en évidence dans la structure même de la FEP.
- L'observation d'un échantillon de systèmes binaires pré-séquence principale au moyen de l'instrument ADONIS+SHARP/COMIC a permis d'obtenir les résultats astrophysiques suivants:
 - Dans ces systèmes, l'excès infrarouge est plus important sur la composante primaire. Une interprétation possible à ce résultat est que la composante la plus massive possède un disque d'accrétion circumstellaire plus massif.
 - Des résultats obtenus antérieurement à ce travail ont été confirmés, selon lesquels la présence de disques circumstellaires dans ces systèmes (indépendamment de leur âge et malgré la présence d'éventuels processus de troncation des disques circumstellaires dus aux compagnons) implique l'existence d'un processus d'alimentation.
 - Contrairement à des études antérieures, aucun lien n'a été observé entre la séparation des systèmes considérés et l'activité de chaque composante, qui mettait en avant un phénomène de co-évolution des disques circumstellaires.
 - Les systèmes serrés de l'échantillon sont contemporains.

En conclusion, ce mémoire de thèse souligne l'intérêt astrophysique de l'observation angulaire à haute résolution sur une large couverture spectrale. Il montre cependant qu'un système d'optique adaptative adapté à la bande spectrale choisie pose de nombreuses difficultés instrumentales. Dans un contexte plus général, il faut souligner que la caméra COMIC est maintenant offerte à la communauté astronomique comme instrument visiteur.

Perspectives

Les perspectives de ce travail sont doubles. Elles se situent d'une part sur un plan instrumental et d'autre part sur un plan astrophysique.

- Dans le domaine des dispositifs de détection infrarouge pour des domaines "faibles" flux de photons, les étages d'entrée les plus appropriés sont les étages d'entrée à injection contre-réactionnée ou les étages à lecture directe en tension. Les circuits de lecture de type CCD sont aussi fortement limitatifs. On notera cependant que les technologies s'orientent actuellement vers des circuits de lecture de type CMOS, ce qui favorise les application faible flux de photons.

- Les effets instrumentaux mis en évidence dans ce travail représentent des éléments importants pour les instruments d'optique adaptative futurs, appelés à être installés sur des télescopes de la classe des 8 m, notamment pour l'instrument d'optique adaptative NAOS. Cet instrument sera installé sur le VLT, et est actuellement en cours d'étude.
- D'un point de vue astrophysique, les perspectives de ce travail peuvent être orientées vers l'étude de la formation d'étoiles de (très) faibles masses. Cet aspect passe par la détection de compagnons très faibles dans les systèmes binaires ou dans les régions de formations d'étoiles (naines brunes par exemple). Cette perspective astrophysique tire profit des grands instruments (télescopes de la classe des 8 m, et de leur instrumentation associée).

Références Bibliographiques

- Ageorges, N., Menard, F., Monin, J. L. et Eckart, A. 1994, SHARP images of the pre-main sequence star V536 Aquilae: A highly polarized binary, *Astron. & Astrophys.* **283**, L5.
- Allen, D. A. et Cragg, T. A. 1983, The AAO JHKL-prime photometric standards, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **203**, 777.
- André, P. 1993, Observations of protostars and protostellar stages, *Proc. of the XXVIIIth Rencontres de Moriond, T. Montmerle, C.J. Lada, I.F. Mirabel and J. Tran Thanh Van (eds), The Cold Universe, Ed. Frontières* .
- Appenzeller, I., Krautter, J. et Jankovics, I. 1983, Spectroscopy and infrared photometry of southern T Tauri stars, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **53**, 291.
- Appenzeller, I., Oestreicher, R. et Jankovics, I. 1984, Forbidden-line profiles of T Tauri stars, *Astron. & Astrophys.* **141**, 108.
- Artymowicz, P. et Lubow, S. H. 1994, Dynamics of binary-disk interaction. 1: Resonances and disk gap sizes, *Astrophysical Journal* **421**, 651.
- Artymowicz, P. et Lubow, S. H. 1996, Mass Flow through Gaps in Circumbinary Disks, *Astrophysical Journal, Letters* **467**, L77.
- Aspin, C., Puxley, P. J., Hawarden, T. G., Paterson, M. J. et al. 1997, High spatial resolution 'shift-and-add' imaging at UKIRT: multiplicity amongst young stellar objects, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **284**, 257.
- Bachiller, R. 1996, Bipolar Molecular Outflows from Young Stars and Protostars, *Annual Review of Astron and Astrophys* **34**, 111.
- Basri, G. et Bertout, C. 1993, T Tauri stars and their accretion disks, dans *Protostars and Planets*, pp. 543-566.
- Batalha, C. C., Quast, G. R., Torres, C. A. O., Pereira, P. C. R. et al. 1998, Photometric variability of southern T Tauri stars, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **128**, 561.
- Bertout, C. 1989, T Tauri stars - Wild as dust, *Annual Review of Astron and Astrophys* **27**, 351.
- Bessell, M. S. 1991, The late-M dwarfs, *Astronomical Journal* **101**, 662.
- Bessell, M. S. et Brett, J. M. 1988, JHKLM photometry - Standard systems, passbands, and intrinsic colors, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **100**, 1134.
- Beuzit, J.-L., Demailly, L., E., G. et Gigan, P. 1997, Adaptive Optics on a 3.6-Meter Telescope. The ADONIS System, *Experimental Astronomy* **7**, 285.
- Bonnell, I. et Bastien, P. 1992, Fragmentation of elongated cylindrical clouds. V - Dependence of mass ratios on initial conditions, *Astrophysical Journal* **401**, 654.
- Bouchet, P., Schmider, F. X. et Manfroid, J. 1991, JHKLM standard stars in the ESO system, **91**, 409.
- Bouvier, J. 1990, Rotation in T Tauri stars. II - Clues for magnetic activity, *Astronomical Journal* **99**, 946.
- Bouvier, J. et Appenzeller, I. 1992, A magnitude-limited spectroscopic and photometric survey of Rho Ophiuchus X-ray sources, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **92**, 481.
- Bouvier, J. et Bertout, C. 1989, Spots on T Tauri stars, *Astron. & Astrophys.* **211**, 99.

- Bouvier, J., Cororon, P. et *et al.* 1998, A spectrophotometric survey of binary systems among intermediate-mass pre-Main Sequence stars, *Astron. & Astrophys.* en préparation .
- Bouvier, J., Rigaut, F. et Nadeau, D. 1997, Pleiades low-mass binaries: do companions affect the evolution of protoplanetary disks?, *Astron. & Astrophys.* **323**, 139.
- Brandner, W., Chu, Y.-H., Eisenhauer, F., Grebel, E. K. *et al.* 1997, The Hourglass Nebulae of Sher 25 and SN 1987A: Two of a Kind? 1, *Astrophysical Journal, Letters* **489**, L153.
- Brandner, W. et Zinnecker, H. 1997, Physical properties of 90AU to 250AU pre-main-sequence binaries., *Astron. & Astrophys.* **321**, 220.
- Broekaert, M. et Noel Du Payrat, B. 1994, Nonlinearity and nonuniformity corrections for the IRIS family of IRCCD thermal imagers, *Proc. SPIE, Infrared Technology XX* **2269**, 507.
- Caes, M. 1992, *Caractérisation de matrices de détecteurs infrarouges sous faibles flux de photons. Applications astronomiques*, Thèse de doctorat, Université de Paris VII.
- Carter, B. S. 1990, Southern JHKL standards, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **242**, 1.
- Clarke, C. J. et Pringle, J. E. 1991, Star-disc interactions and binary star formation, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **249**, 584.
- Cohen, M. et Kuhl, L. V. 1979, Observational studies of pre-main-sequence evolution, *Astrophysical Journal, Supplement* **41**, 743.
- Combes, M., Coustenis, A., Vapillon, L., Gendron, E. *et al.* 1996, Images of Titan's Surface in the Near-IR with ADONIS, *AAS/Division of Planetary Sciences Meeting* **28**, 2004+.
- Combes, M., Vapillon, L., Gendron, E., Coustenis, A. *et al.* 1997, Spatially Resolved Images of Titan by Means of Adaptive Optics, *Icarus* **129**, 482.
- Conan, J. 1994, *Etude de la correction partielle en optique adaptative*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI.
- Cororon, P. 1998, *La binarité des étoiles Ae/Be de Herbig vue par l'Optique Adaptative et la spectroscopie. Une étude du système triple TY Cra.*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble I.
- D'Antona, F. et Mazzitelli, I. 1994, New pre-main-sequence tracks for M less than or equal to 2.5 solar mass as tests of opacities and convection model, *Astrophysical Journal, Supplement* **90**, 467.
- De Geus, E. J. et Burton, W. B. 1991, Gas and dust in the Ophiuchus region, *Astron. & Astrophys.* **246**, 559.
- De Geus, E. J., De Zeeuw, P. T. et Lub, J. 1989, Physical parameters of stars in the Scorpio-Centaurus OB association, *Astron. & Astrophys.* **216**, 44.
- De La Reza, R., Torres, C. A. O., Quast, G., Castilho, B. V. *et al.* 1989, Discovery of new isolated T Tauri stars, *Astrophysical Journal, Letters* **343**, L61.
- Devillard, N. 1997, The Eclipse Software, *The Messenger* **87**, 17.
- Di, G. S. L. et Klapp, J. 1997, Protostellar binary fragmentation: a comparison of results from two distinct second-order hydrodynamic codes., *Astron. & Astrophys.* **319**, 547.
- Drummond, J. D., Fugate, R. Q., Christou, J. C. et Hege, E. K. 1998, Full Adaptive Optics Images of Asteroids Ceres and Vesta; Rotational Poles and Triaxial Ellipsoid Dimensions, *Icarus* **132**, 80.

- Duchêne, G. 1998, Binary fraction in low-mass star forming region: a reexamination of the possible excesses and implications, *Astron. & Astrophys.* Soumis.
- Duchêne, G., Bouvier, J., Simon, T. et G., H. 1998a, Binary fraction in the young open cluster IC348, *Astron. & Astrophys.* En préparation.
- Duchêne, G., Monin, J., Ménard, F. et J., B. 1998b, Evidence for a circumbinary disk influence on the evolution of Taurus PMS binaries with separation smaller than 350 AU, *Astron. & Astrophys.* En préparation.
- Dumas, C. et Hainaut, O. 1996, Mapping Vesta with Adaptive Optics: the 1996 Opposition, *AAS/Division of Planetary Sciences Meeting* **28**, 1024+.
- Duquennoy, A. et Mayor, M. 1991, Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II - Distribution of the orbital elements in an unbiased sample, *Astron. & Astrophys.* **248**, 485.
- Dutrey, A., Guilloteau, S. et Simon, M. 1994, Images of the GG Tauri rotating ring, *Astron. & Astrophys.* **286**, 149.
- Edwards, S., Ray, T. et Mundt, R. 1993, Energetic mass outflows from young stars, dans *Protostars and Planets*, pp. 567-602.
- Eisenhauer, F., Quirrenbach, A., Zinnecker, H. et Genzel, R. 1998, Stellar Content of the Galactic Starburst Template NGC 3603 from Adaptive Optics Observations, *Astrophysical Journal* **498**, 278+.
- Eisloffel, J. et Mundt, R. 1997, Parsec-Scale Jets From Young Stars, *Astronomical Journal* **114**, 280.
- Elias, J. H., Frogel, J. A., Matthews, K. et Neugebauer, G. 1982, Infrared standard stars, *Astronomical Journal* **87**, 1029.
- Engels, D., Sherwood, W. A., Wamsteker, W. et Schultz, G. V. 1981, Infrared observations of southern bright stars, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **45**, 5+.
- Feautrier, P. 1995, Caméra 128x128 1-5 μ m COMIC, Caractérisation du détecteur 4, Rapport interne n.3 du Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble .
- Feautrier, P., Beuzit, J., Lacombe, F., Petmezakis, P. et al. 1995, MWIR COMIC imaging camera for the ADONIS adaptive optics system, *Proc. SPIE, Infrared Spaceborne Remote Sensing III* **2553**, 208.
- Ferreira, J. et Pelletier, G. 1995, Magnetized accretion-ejection structures. III. Stellar and extragalactic jets as weakly dissipative disk outflows., *Astron. & Astrophys.* **295**, 807+.
- Finger, G., Nicolini, G., Meyer, M. et Moorwood, A. F. 1995, High-well-capacity InSb infrared arrays for the 1 to 5 um wavelength range, *Proc. SPIE* **2475**, 15, Provided by the NASA Astrophysics Data System.
- Finkenzeller, U. 1985, Rotational velocities, spectral types, and forbidden lines of Herbig Ae/Be stars, *Astron. & Astrophys.* **151**, 340.
- Finkenzeller, U. et Mundt, R. 1984, The Herbig Ae/Be stars associated with nebulosity, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **55**, 109.
- Ford, S. D., Roggemann, M. C. et Welsh, B. M. 1996, Frame selection performance limits for statistical image reconstruction of adaptive optics compensated images, *Optical Engineering* **35**, 1025.
- Fowler, A. M., Heynssens, J. B., Gatley, I., Vrba, F. J. et al. 1995, ALADDIN: the 1024 x 1024 InSb array test results, *Proc. SPIE* **2475**, 27.

- Franchini, M., Covino, E., Stalio, R., Terranegra, L. *et al.* 1992, A high-resolution spectroscopic study of southern T Tauri stars, *Astron. & Astrophys.* **256**, 525.
- Franco, G. A. P. 1990, The interstellar medium in the solar vicinity - Analysis of the distribution of colour excesses $E(b-y)$ towards 10 selected areas, *Astron. & Astrophys.* **227**, 499.
- Fried, D. 1966, Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures, *J. Opt. Soc. Am.* **56**, p1372.
- Frogel, J. A., Persson, S. E., Matthews, K. et Aaronson, M. 1978, Photometric studies of composite stellar systems. I - CO and JHK observations of E and S0 galaxies, *Astrophysical Journal* **220**, 75.
- Gendron, E. 1995a, *Etude de la correction partielle en optique adaptative*, Thèse de doctorat, Université D. Diderot-Paris VII.
- Gendron, E. 1995b, *Etude de la correction partielle en optique adaptative*, Thèse de doctorat, Université D. Diderot-Paris VII.
- Gendron, E. et Léna, P. 1994, Astronomical adaptive optics. 1: Modal control optimization, *Astron. & Astrophys.* **291**, 337.
- Geoffray, H. 1995a, ADONIS run: August 1995, rapport interne ESO .
- Geoffray, H. 1995b, What is the best flat?, Rapport interne ESO .
- Ghez, A. M., Neugebauer, G. et Matthews, K. 1993, The multiplicity of T Tauri stars in the star forming regions Taurus-Auriga and Ophiuchus-Scorpius: A 2.2 micron speckle imaging survey, *Astronomical Journal* **106**, 2005.
- Glass, I. S. 1974, JHKL photometry of 145 southern stars., *Monthly Notes of the Astronomical Society of South Africa* **33**, 53.
- Gopal, V. 1994, Model response nonuniformity calculations of a direct-injection readout hybrid focal plane, *Opt. Eng.* **33**, 809.
- Gopal, V. 1995, Noise equivalent temperature difference performance of an IR detector in a hybrid focal plane array, *Infrared Phys. Technol.* **36**, 937.
- Gopal, V. 1996, Spatial noise limited NEDT performance of a HgCdTe hybrid focal plane array, *Infrared Phys. Technol.* **37**, 313.
- Greene, T. P. et Meyer, M. R. 1995, An Infrared Spectroscopic Survey of the rho Ophiuchi Young Stellar Cluster: Masses and Ages from the H-R Diagram, *Astrophysical Journal* **450**, 233+.
- Hansen, G., Schmit, J. et Casselman, T. 1982, *J. Appl. Phys.* **53**, 7009.
- Harder, S. et Chelli, A. 1998, Estimation of the point spread function for the adaptive optics system ADONIS, *Proc. SPIE, Adaptive Optical System Technologies* **000**, 000.
- Hartigan, P. 1993, New T Tauri stars in Chamaeleon I and Chamaeleon II, *Astronomical Journal* **105**, 1511.
- Hartigan, P., Edwards, S. et Ghandour, L. 1995, Accretion and outflows from young stars, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Serie de Conferencias, Vol. 3, The Fifth Mexico-Texas Conference on Astrophysics: Gaseous Nebulae and Star Formation, Tequesquitengo, Mor., Mexico, April 3-5, 1995, p. 93.* **3**, 93+.
- Hartigan, P., Strom, K. M. et Strom, S. E. 1994, Are wide pre-main-sequence binaries coeval?, *Astrophysical Journal* **427**, 961.

- Hartigan, P., Strom, S. E., Edwards, S., Kenyon, S. J. *et al.* 1991, Optical excess emission in T Tauri stars, *Astrophysical Journal* **382**, 617.
- Hartmann, L., Hewett, R. et Calvet, N. 1994, Magnetospheric accretion models for T Tauri stars. 1: Balmer line profiles without rotation, *Astrophysical Journal* **426**, 669.
- Henning, T., Pfau, W., Zinnecker, H. et Prusti, T. 1993, A 1.3-MILLIMETER SURVEY OF CIRCUMSTELLAR DUST AROUND YOUNG CHAMAELEON OBJECTS, *Astron. & Astrophys.* **276**, 129+.
- Herbig, G. 1962, *Astrophysical Journal* **1**, 47.
- Herbig, G. H. et Bell, K. R. 1988, Third catalog of emission-line stars of the Orion population., *Lick Observatory Bulletin* **1111**, 1.
- Herbst, W. 1975, R. Association. IV. Vela R2, a young stellar group., *Astronomical Journal* **80**, 683.
- Herbst, W., Herbst, D. K. et Grossman, E. J. 1994, Catalogue of UBVRI photometry of T Tauri stars and analysis of the causes of their variability, *Astronomical Journal* **108**, 1906.
- Heyer, M. H. et Graham, J. A. 1989, Newborn stars and stellar winds in Barnard 228, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **101**, 816.
- Hirth, G. A., Mundt, R. et Solf, J. 1997, Spatial and kinematic properties of the forbidden emission line region of T Tauri stars, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **126**, 437.
- Hofmann, R., Brandl, B., Eckart, A., Eisenhauer, F. *et al.* 1995, High-angular-resolution NIR astronomy with large arrays (SHARP I and SHARP II), dans *Proc. SPIE Vol. 2475, Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy*, Albert M. Fowler, Ed., pp. p. 192-202.
- Hubin, N. 1994, Technical specifications for the design, development, manufacturing, and installation at the 3.6m telescope of a high resolution near infrared camera (SHARPII) dedicated to the ESO adaptive optics system, ESO technical report .
- Hughes, J. et Hartigan, P. 1992, Chamaeleon II - Distance determination and HR diagram, *Astronomical Journal* **104**, 680.
- Hughes, J., Hartigan, P. et Clampitt, L. 1993, The distance to the Lupus star formation region, *Astronomical Journal* **105**, 571.
- Hughes, J., Hartigan, P., Krautter, J. et Kelemen, J. 1994, The stellar population of the Lupus clouds, *Astronomical Journal* **108**, 1071.
- Jain, S. K. et Bhatt, H. C. 1995, Study of variability of the polarization in Herbig Ae/Be stars., *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **111**, 399+.
- Jefferies, S. M. et Christou, J. C. 1993, Restoration of Astronomical Images by Iterative Blind Deconvolution, *Astrophysical Journal* **415**, 862+.
- Jensen, E. L. N. et Mathieu, R. D. 1997, Evidence for Cleared Regions in the Disks Around Pre-Main-Sequence Spectroscopic Binaries, *Astronomical Journal* **114**, 301.
- Jensen, E. L. N., Mathieu, R. D. et Fuller, G. A. 1996, The Connection between Submillimeter Continuum Flux and Binary Separation in Young Binaries: Evidence of Interaction between Stars and Disks, *Astrophysical Journal* **458**, 312+.
- Johnson, H. L. 1966, Astronomical measurements in the infrared, *Annual Review of Astron and Astrophys* **4**, 193.

- Jones, T. J. et Hyland, A. R. 1980, New results on interstellar reddening in the near infrared, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **192**, 359.
- Jones, T. J. et Hyland, A. R. 1982, Multiaperture JHK photometry of the globular clusters in the Fornax dwarf spheroidal galaxy, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **200**, 509.
- Joy, A. H. 1945, T Tauri variable stars., *Astrophysical Journal* **102**, 168.
- Kastner, J. H., Zuckerman, B., Weintraub, D. A. et Forveille, T. 1997, X-ray and molecular emission from the nearest region of recent star formation., *Science* **277**, 67.
- Kholopov, P. N. 1959, A revised list of T-associations and their members., *Soviet Astronomy* **3**, 291+.
- Koornneef, J. 1983a, Near infrared photometry. I - Homogenization of near-infrared data from southern bright stars, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **51**, 489.
- Koornneef, J. 1983b, Near-infrared photometry. II - Intrinsic colours and the absolute calibration from one to five micron, *Astron. & Astrophys.* **128**, 84.
- Lacombe, F. 1986, *Imagerie Infrarouge sur grands télescopes et méthodologie d'observation avec un dispositif à transfert de charges*, Thèse de doctorat, Université D. Diderot-Paris VII.
- Lacombe, F., Marco, ., Geoffray, H., Beuzit, J. et al. 1998, 1 to 5 μm adaptive optics imaging on large telescope: the COMIC camera for ADONIS, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* Accepted.
- Lacombe, F., Marco, O. et Geoffray, H. 1996, COMIC Documentation Volume 3, Rapport technique ESO .
- Lacombe, F., Tiphene, D., Rouan, D., Léna, P. et al. 1989, Imagery with infrared arrays. I - Ground-based system and astronomical performances, *Astron. & Astrophys.* **215**, 211.
- Lada, C. J. 1987, Star formation - From OB associations to protostars, *IAU Symposia* **115**, 1.
- Lai, O., Rouan, D., Rigaut, F., Arsenault, R. et al. 1998, Adaptive optics observations of ultraluminous infrared galaxies I. J, H, K images of Mkn 231, *Astron. & Astrophys.* **334**, 783.
- Le Mignant, D. 1998, *Imagerie, coronographie et spectroscopie en optique adaptative. Application à l'étude des enveloppes circumstellaires des étoiles LBVs.*, Thèse de doctorat, Université D. Diderot-Paris VII.
- Leinert, C., Richichi, A. et Haas, M. 1997, Binaries among Herbig Ae/Be stars., *Astron. & Astrophys.* **318**, 472.
- Leinert, C., Zinnecker, H., Weitzel, N., Christou, J. et al. 1993, A systematic approach for young binaries in Taurus, *Astron. & Astrophys.* **278**, 129.
- Lin, D. N. C., Papaloizou, J. C. B. et Kley, W. 1993, On the Nonaxisymmetric Convective Instabilities in Accretion Disks, *Astrophysical Journal* **416**, 689+.
- Malbet, F., Rigaut, F., Bertout, C. et Léna, P. 1993, Detection of a 400-AU disk like structure surrounding the young stellar object Z-Canis-Majoris, *Astron. & Astrophys.* **271**, L9.
- Martín, E. L. 1998, Weak and Post-T Tauri Stars around B-Type Members of the Scorpius-Centaurus OB Association, *Astronomical Journal* **115**, 351.
- McLean, I. S. 1993, Infrared instrumentation, dans *Infrared Astronomy, Mampaso A., Prieto M., et Sánchez F. (Eds)*, Cambridge University Press Ed., pp. p. 192-202.
- Mégessier, C. 1995, Accuracy of the astrophysical absolute flux calibrations: visible and near-infrared., *Astron. & Astrophys.* **296**, 771+.

- Menard, F. et Bastien, P. 1992, Linear polarization observations of T Tauri stars. II - A sample of objects fainter than 13th magnitude, *Astronomical Journal* **103**, 564.
- Meyer, M. R., Calvet, N. et Hillenbrand, L. A. 1997, Intrinsic Near-Infrared Excesses of T Tauri Stars: Understanding the Classical T Tauri Star Locus, *Astronomical Journal* **114**, 288.
- Million, A., Ferret, P., Chamonal, J.-P., Destefanis, G. L. *et al.* 1994, Molecular beam epitaxy of HgCdTe for infrared focal plane arrays, dans *Proc. SPIE Vol. 2225, Infrared Detectors and Focal Plane Arrays III*, Eustace L. Dereniak, Robert E. Sampson, Eds., pp. 237-244.
- Moneti, A. 1991, IRAC test run report n.1: Performance of IRAC1 with the new Philips 64x64 array
- Monin, J. 1987, *Conception et réalisation d'une caméra astronomique basée sur un détecteur infrarouge bidimensionnel. Résultats astrophysiques*, Thèse de doctorat, Université de Paris VII.
- Monin, J. L., Vauglin, I., Sibille, F. et Audaire, L. 1987, A new infrared camera for the 2-5-micron range, *Astron. & Astrophys.* **172**, 368.
- Mooney, J. et Shepherd, F. 1996, Current readout of infrared detectors, *Infrared Phys. Technol.* **37**, 595.
- Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B. et Lagrange, A. M. 1997, A planet on an inclined orbit as an explanation of the warp in the beta Pictoris disc, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **292**, 896.
- Normand, P., Rouan, D., Lacombe, F. et Tiphene, D. 1995, Spectro-imaging of M 82 at 3.3 μm : evidence for dissociation of carriers in the starburst., *Astron. & Astrophys.* **297**, 311+.
- Nuernberger, D., Chini, R. et Zinnecker, H. 1997, A 1.3mm dust continuum survey of H{alpha} selected T Tauri stars in Lupus., *Astron. & Astrophys.* **324**, 1036.
- Osterloh, M. et Beckwith, S. V. W. 1995, Millimeter-wave continuum measurements of young stars, *Astrophysical Journal* **439**, 288.
- Oudmaijer, R. D. et Drew, J. E. 1997, An H{alpha} outburst in the B emission line star HD 76534., *Astron. & Astrophys.* **318**, 198.
- Prato, L. et Simon, M. 1997, Are Both Stars in a Classic T Tauri Binary Classic T Tauri Stars?, *Astrophysical Journal* **474**, 455+.
- Prieto, E., Bonaccini, D., Prado, P., Geoffray, H. *et al.* 1996, Adaptive Optics Servo-system Performance Estimator: practical implementation, *OSA Summer Topical Meeting in Adaptive Optics*
- Pringle, J. 1991, *The physics of star formation and early stellar evolution*, C. Lada, N. Kylafis eds; Kluwer.
- Reipurth, B. et Zinnecker, H. 1993, Visual binaries among pre-main sequence stars, *Astron. & Astrophys.* **278**, 81.
- Rieke, G. H. et Lebofsky, M. J. 1985, The interstellar extinction law from 1 to 13 microns, *Astrophysical Journal* **288**, 618.
- Rigaut, F. 1992, *Applications de l'optique adaptative en astronomie*, Thèse de doctorat, Université de Paris VII.
- Rigaut, F., Cuby, J. G., Caes, M., Monin, J. L. *et al.* 1992, Visible and infrared wavefront sensing for astronomical adaptive optics, *Astron. & Astrophys.* **259**, L57.

- Rigaut, F. et Gehring, G. 1995, THE INNER CORE OF ETA CARINAE IN THE NEAR INFRA-RED, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series* **2**, 27+.
- Rigaut, F., Kern, P., Léna, P., Rousset, G. *et al.* 1991, Adaptive optics on a 3.6-m telescope - Results and performance, *Astron. & Astrophys.* **250**, 280.
- Rigaut, F., Salmon, D., Arsenault, R., Thomas, J. *et al.* 1998, Performance of the Canada-France-Hawaii Telescope Adaptive Optics Bonnette, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **110**, 152.
- Roddiar, C., Roddiar, F., Northcott, M. J., Graves, J. E. *et al.* 1996, Adaptive Optics Imaging of GG Tauri: Optical Detection of the Circumbinary Ring, *Astrophysical Journal* **463**, 326+.
- Roddiar, F. 1981, *The effect of atmospherical turbulence in optical astronomy*, Progress in optics, XIX, North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), E. Wolf ed.
- Roddiar, F., Brahic, A., Dumas, C., Graves, J. E. *et al.* 1997a, Adaptive optics observations of solar system objects, *AAS/Division of Planetary Sciences Meeting* **29**, 2701+.
- Roddiar, F. et Roddiar, C. 1986, National Optical Astronomy Observatories (NOAO) Infrared Adaptive Optics Program II: modeling atmospheric effects in adaptive optics systems for astronomical telescopes, *Proceedings of SPIE Conference on Advanced Technology Optical telescope III*, L.D. Barr ed. (Tucson, USA) **628**, 298.
- Roddiar, F., Roddiar, C., Brahic, A., Dumas, C. *et al.* 1997b, First ground-based adaptive optics observations of Neptune and Proteus, *Planet. Space Sci.* **45**, 1031.
- Rousset, G., Beuzit, J.-L., Hubin, N., Gendron, E. *et al.* 1994, Performance and results of the COMEON+ adaptive optics system at the ESO 3.6-m telescope, *Proc. SPIE* **2201**, 1088.
- Schulz, M. et Caldwell, L. 1995, Nonuniformity correction and correctability of infrared focal plane arrays, *Infrared Phys. Technol.* **36**, 763.
- Taylor, G. 1938, *Proc. R. Soc. London Ser. A* **138**, 476.
- Tessier, E. 1993, *Application de l'interférométrie des tavelures bidimensionnelle en infrarouge à l'étude des étoiles jeunes*, Thèse de doctorat, Université de Paris VI.
- Tessier, E. 1995, Analysis and calibration of natural guide star adaptive optics data, dans *SPIE meeting on Adaptive Optical Systems and Applications. Proc. SPIE, Vol.2534*, Tyson R.K. and fugate R.Q. Eds., vol. 2534, p. 178.
- Tessier, E. 1997, Image quality with current adaptive optics instruments, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **125**, 581.
- Thatte, N., Quirrenbach, A., Genzel, R., Maiolino, R. *et al.* 1997, The Nuclear Stellar Core, the Hot Dust Source, and the Location of the Nucleus of NGC 1068, *Astrophysical Journal* **490**, 238+.
- The, P. S., Cuypers, H., Tjin A Djie, H. R. E. et Felenbok, P. 1985, High resolution spectroscopic and photometric study of the possibility that HD 76534 and HD 163296 are Herbig Ae/Be-type stars, *Astron. & Astrophys.* **149**, 429.
- Tiphène, D. 1987, *Etude à basse température (4.2K) du fonctionnement d'une matrice de détection InSb-MIS à lecture CID, sous très faible flux de photons. Applications astronomiques*, Thèse de doctorat, Université Paris-sud.
- Van Den Ancker, M. E., De Winter, D. et Tjin A Djie, H. R. E. 1998, Hipparcos photometry of Herbig Ae/Be stars, *Astron. & Astrophys.* **330**, 145.

- Van Der Blik, N. S., Manfroid, J. et Bouchet, P. 1996, Infrared aperture photometry at ESO (1983-1994) and its future use., *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **119**, 547.
- Véran, J. 1997, *Estimation de la réponse impulsionnelle et restauration d'image en optique adaptative. Application au système d'optique adaptative du Télescope Canada-France-Hawaii*, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications.
- Véran, J., Rigaut, F., Maître, H. et Rouan, D. 1997, Estimation of the adaptive optics long exposure point spread function using control loop data, *J. Opt. Soc. Am.* **14**, 11.
- Walter, F. M., Brown, A., Vrba, F. J. et Mathieu, R. D. 1988, How naked are the naked T Tauri stars?, *Bulletin of the AAS* **20**, 1092+.
- Walter, F. M., Vrba, F. J., Mathieu, R. D., Brown, A. *et al.* 1994, X-ray sources in regions of star formation. 5: The low mass stars of the Upper Scorpius association, *Astronomical Journal* **107**, 692.
- Wamsteker, W. 1981, Standard stars and calibration for JHKLM photometry, *Astron. & Astrophys.* **97**, 329.
- Whittet, D. C. B., Prusti, T., Franco, G. A. P., Gerakines, P. A. *et al.* 1997, On the distance to the Chamaeleon I and II associations, *Astron. & Astrophys.* **327**, 1194.
- Wolny, M., Duluc, T. et Linne, C. 1994, Nondestructive characterization of II-VI materials for infrared detection by scanned photoluminescence, dans *Proc. SPIE Vol. 2228, Producibility of II-VI Materials and Devices*, Herbert K. Pollehn, Raymond S. Balcerak, Eds., pp. p. 332-341.
- Zenatti D., R. P. 1994, Mercury cadmium telluride (MCT) TDI arrays producibility, dans *Proc. SPIE, Producibility of II-VI Materials and Devices, 1994*, vol. 2228, pp. 249-261.

Article 1

The 1-5 μm detector for the ADONIS adaptive optics system

Auteurs: P. Feautrier¹, H. Geoffray^{1,2,3}, P. Petmezakis¹, J.-L. Monin¹, E. Le Coarer¹ & L. Audaire²

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

² CENG/LETI/DOPT/SLIR, 17 rue des Martyrs, 38 054 Grenoble Cedex 9, France

³ SOFRADIR, route de Valence, 38113 Veurey-Voroize, France

Communication présentée à la

conférence SPIE Infrared Spaceborne Remote Sensing II de San Diego, juillet 1994

The 1-5 micron imaging detector for the ADONIS adaptive optics system

Philippe Feautrier¹, Hervé Geoffroy^{1,2,3}, Panayoti Petmezakis¹, Jean-Louis Monin¹, Etienne Le Coarer¹ and Luc Audaire²

¹ Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, BP 53, 414, Rue de la Piscine, 38041 Grenoble Cedex 9, France

² CENG/LETI/LIR/DOPT/SLIR, 17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex 9, France

³ SOFRADIR, route Valence, 38113 Veurey-Voroise, France

E-mail : feautrier@gag.observ-gr.fr

1. ABSTRACT

A 1-5 micron astronomical infrared imaging facility is currently under development at Observatoire de Grenoble for the ADONIS adaptive optics system, a collaborative project of Observatoire de Paris and Observatoire de Grenoble under ESO (European Southern Observatory) contract¹. This imaging detector will equip the camera to be installed at the F/45 output focus of the 3.6 m telescope operated by ESO at La Silla, Chile.

The detector is a 128x128 HgCdTe/CCD array optimized in the 3-5 micron range, built by the CEA-LETI-LIR (Infrared Laboratory). The measured readout noise is less 450 electrons at a pixel readout rate of 415 kHz. The detector has a high storage capacity of $6.8 \cdot 10^6$ electrons yielding a dynamic range of about 84 dB. Such a high capacity is very usefull, because adaptive optics allows large integration times up to a few minutes without degradation of the images by the atmospheric turbulence. Dark current is not a limitation for these large integration times even at an operating temperature of 77 K.

A compact and versatile control electronics is being developed at the Observatoire de Grenoble. We will discuss the overall performances of the detector as well as the data acquisition and control systems built at Grenoble in the framework of astronomical imaging with adaptative optics techniques.

Key words: IR CCD detectors, HgCdTe arrays, readout noise, adaptive optics, infrared imagery.

2. INTRODUCTION

Atmospheric turbulence severely limits the angular resolution of ground based telescopes. Larges telescopes requires special techniques to recover their intrinsic angular resolution ($1.22 \lambda/D$, where λ is the wavelength and D is the diameter of the telescope). Performing real time corrections, adaptive optics is probably the more powerfull technic to recover the full angular resolution of a large optical telescope.

A description of the so-called COME-ON instrument have been made by Kern *et al* in 1989². The first tests of the instrument were performed in 1989 with the 1.52m telescope of Observatoire de Haute Provence³ and in 1990 with the 3.6m ESO telescope⁴. Nearly diffraction-limited imaging has been achieved at 2.2 μm and above for average seeing conditions. The COME-ON adaptive optics system is composed of three main components :

- a wavefront sensor which provides real time measurement of turbulent wavefront distortions.
- optical phase correctors. In the COME-ON case, a tip-tilt mirror performs overall wavefront tilt compensation and a 19 actuators deformable mirror performs higher order modes compensation.
- a real time control computer fed by the output of the wavefront sensor, provides a measurement vector of the distorted wavefront, performs the product of this vector by an interaction matrix and drives the power supply of the phase correctors by a command vector.

The principle of an adaptive optics system is described on Figure 1.

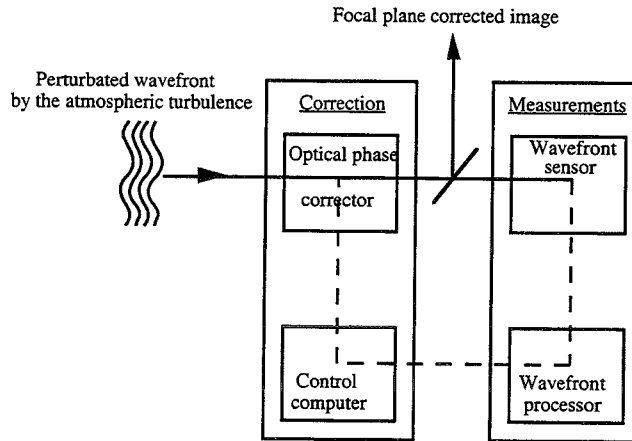


Figure 1 : Principle of the adaptive optics loop ²

An upgraded version of COME-ON, called COME-ON-PLUS is now installed at the Cassegrain focus of the 3.6m ESO telescope. The main improvements are a better spatial correction capability by an enhanced deformable mirror (52 actuators) and a better temporal correction capability. The sensitivity of the system has been improved by the introduction of a new wavefront sensor detector. Astrophysical results with COME-ON-PLUS have been obtained since 1993. The diffraction limit of the telescope is reached for IR wavelengths above 2.2 μm and images with resolution close to 0.1arcsecond are routinely obtained ⁵. ADONIS (ADaptive Optics Near Infrared System), the next upgraded version will soon be offered to the astronomical community⁶. ADONIS will be equipped with two infrared cameras. The first one, built by the Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physic (Garching, Germany), covers the 1-2.5 μm range ⁷. The second one is the COMIC camera described in this paper. A new artificial intelligence system has been incorporated to handle the ADONIS instrument control and the interface with the user ⁸.

COMIC (COME-ON Infrared Camera) is a 128x128 infrared imaging camera dedicated to the 1-5 micron wavelength range. It uses a 128x128 HgCdTe diodes array built by the LETI-LIR (CEA Grenoble). After delivery of the device, a compact and versatile control electronics has been built and tested at the Observatoire de Grenoble. and the integration of the IR device in a test dewar with its electronics has been performed. The characteristics presented hereafter should be regarded as very close to those which will be obtained in the final configuration using the COMIC cryostat. The large integration capacity of the LETI-LIR array makes it particularly well suited for the thermal region (3-5 microns) of the near infrared range. This is even more useful when observing with an Adaptive Optics system that allows large integration times without turbulence blurring of the images.

We present the LETI-LIR detector in the next section. The characterization of the device is reported in details, followed by the overall performances of the detector mounted on its laboratory test dewar together with its dedicated electronics.

3. GENERAL PRESENTATION OF THE LETI-LIR 128X128 IR DETECTOR

The infrared detector manufactured by the LETI-LIR has the following characteristics ^{9,10,11} :

3.1. Detection material

The detection circuit is made of 128x128 HgCdTe photovoltaic diodes. The pixel pitch is 50 μm with a filling factor of 74 % . The detectors are backside illuminated through the transparent CdZnTe substrate with an anti-reflective coating specific to the selected detection wavelength. An epitaxial layer of HgCdTe is grown on this substrate with a thickness optimized to achieve a good quantum efficiency (over 50%). Photovoltaic devices are made by planar ion implantation technology : the n-type region of the P-N diode is made by boron implantation in the p-type HgCdTe crystal. As a result of the Cd concentration, the cut-off wavelength of the IR material is about 5 μm . The typical detectivity D^* is $3.2 \cdot 10^{11} \text{ cm.Hz}^{1/2}/\text{W}$ under a 300K background with a field of view of 30° and an operating temperature of 77K.

3.2. Readout circuit

The readout circuit is a silicon multiplexer array made with 1.5 μm design rules technology with four implantation levels and three polysilicon levels. The pitch of this readout circuit is 50 μm in each direction. It is composed of a 128 square array of input stages, 128 parallel shift registers, and one horizontal register. The input stage works in a direct injection current mode. There is an anti-blooming function in each input stage that also resets the remaining charges in case of detector saturation. This charge-reset facility is used to define the integration time. The parallel registers are 4-phase surface channel CCD with 2 bits per pixel to reduce the transfer inefficiency. These multiplexers are read by a serial register built with a 4-phase buried channel CCD. The output stage is a 2-stage amplifier made with depletion MOS transistors that allow high frequency operation : a frame rate as high as 13 ms is possible.

3.3. Hybridization technology

The HgCdTe photodiodes (detection circuit) are connected to the Si CCD (readout circuit) by indium bumps. This step requires a special preparation of the silicon circuit and gives regularly interconnection yield of 100% for a 128x128 pixel's hybridization. A hybrid structure presents the major advantage of taking the best of the detector technology and the readout circuit technology separately.

4. OPERATING MODE OF THIS DETECTOR FOR ASTRONOMICAL APPLICATIONS

This detector was designed for high background applications and its operating mode had to be revised for use under astronomical conditions. One of the main differences is that the integration and readout phases have been separated in order to avoid the bias voltages of the shift registers to be affected which increases the detector noise.

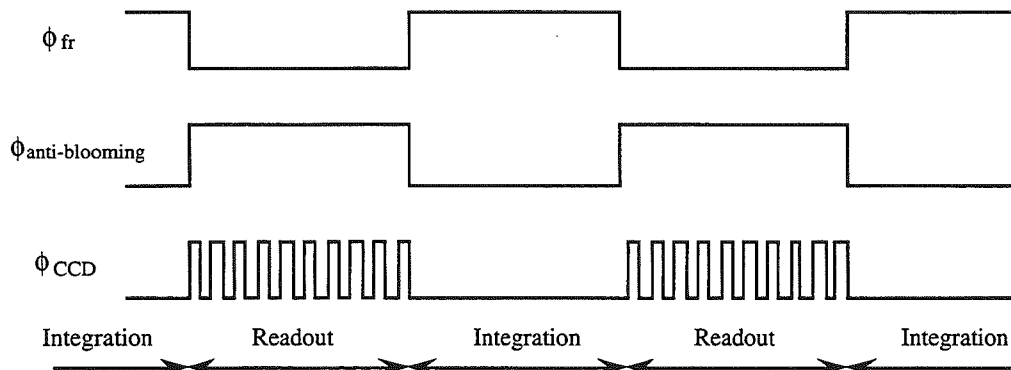


Figure 2 : Command clocks of the IRCCD in the "separated integration and readout phases" operating mode . The frame signal Φ_{fr} is kept high during the integration phase and connects the photovoltaic level to the CCD and the integration capacitances. Then Φ_{fr} goes to low level during the readout period while the anti-blooming signal is high and resets the charges to prepare the next integration. During the integration period, the CCD clocks Φ_{CCD} are stopped.

5. CHARACTERIZATION OF THE 128X128 IR FOCAL PLANE

These results have been obtained using the LETI-LIR equipment and the measurements have been performed with an "engineering" focal plane from the same batch as the final device. All these characteristics will be confirmed using the final scientific device integrated in the COMIC cryostat.

5.1. Linearity response of the readout circuit as a function of the integrated charge

The detector is illuminated with a 300 K background that corresponds to a maximum emission at $\lambda = 10 \mu\text{m}$. There is no optics before the focal plane except a Germanium window which does not transmit before 2 μm . The goal is to measure the linearity of the detector as a function of the incident photon flux.

Instead of varying the incident flux, the detector is exposed to a constant background and the variation of the integrated charge is obtained by changing the integration time. In this case, the injection current in the photovoltaic diodes is constant and relatively high. Tests with a lower injection current and with various incident flux will be performed soon with the final COMIC set-up.

5.1.1. Detector response versus integration time

The Figure 3 displays the output signal as a function of the integration time with the detector starting at a 300 K background. Most of the response shows an excellent linearity in this mode. The signal saturation occurs at a signal level of $6.8 \cdot 10^6$ electrons (e).

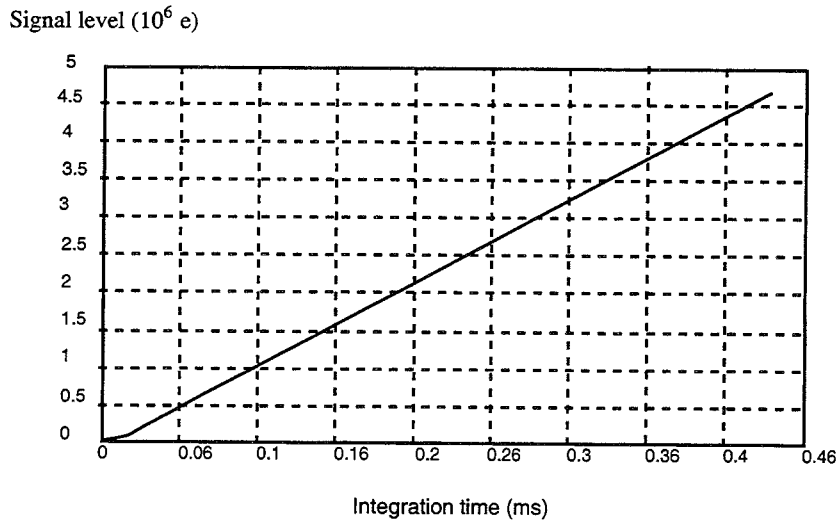


Figure 3: Detector linearity for a typical pixel.

A threshold effect can be observed for low-level signals and is emphasized on the Figure 4. From 0 to 100 000 e, the response curve is not exactly linear, but can be calibrated. This threshold effect can be minimized by filtering the bias voltages of the device ¹².

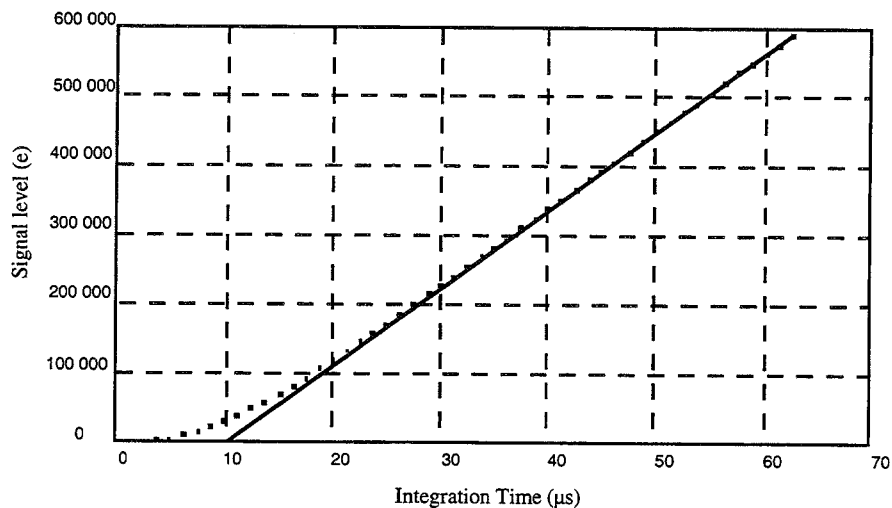


Figure 4 : Threshold effect. Response curve (dots) and linear fit (solid line).

5.1.2. Spatial homogeneity

The spatial homogeneity measurements have been made with a 300K background and an integration time of 1 ms. The results are as follows :

- the mean signal level for the 128 x 128 pixels is $2.02 \cdot 10^6$ e with a $\sigma = 3.5\%$
- number of pixels within 3σ from the average linear response : 98.5%
- number of pixels with a linear response lower than 60% of the mean level : 0.1 %.

In conclusion, the device selected for the COMIC camera is very homogeneous and very well adapted to imaging operation in astronomy and to radiometry.

5.2. Quantum Efficiency

We have studied the variation of the Quantum efficiency as a function of the wavelength and the temperature.

5.2.1. Quantum Efficiency versus wavelength

The Quantum Efficiency has been measured here as a function of the wavelength on a single photodiode at 77K. The response R (A/W) of the photodiode is compared to the response of a calibrated bolometer. The Quantum Efficiency η can then be calculated using the following formula :

$$R(\lambda) = \frac{\eta q \lambda}{hc} \quad (\text{A/W}) \quad \text{where : } \lambda = \text{wavelength}$$

- q = charge of the electron
- h = Planck constant
- c = light velocity

The figure 5 displays the relative response of a typical photodiode as a function of the wavelength measured by the LETI-LIR. This response is normalized to 1 at $\lambda = 4.8 \mu\text{m}$ which is the peak value of the detector response. Also shown on this figure is the Quantum Efficiency computed from the detector response. Notice that the Quantum Efficiency is nearly constant from 2 to $4.8 \mu\text{m}$ and that $5 \mu\text{m}$ is the cut-off wavelength of the HgCdTe material. The mean value is $60 \pm 5 \%$ at 77 K ⁹. The measure has not been performed under $2 \mu\text{m}$ due to the LETI-LIR optical bench characteristics. A calibration bench covering the whole 1 - 6 μm band is currently under construction at the Observatoire de Grenoble and will be used to fully characterize the selected 128x128 array.

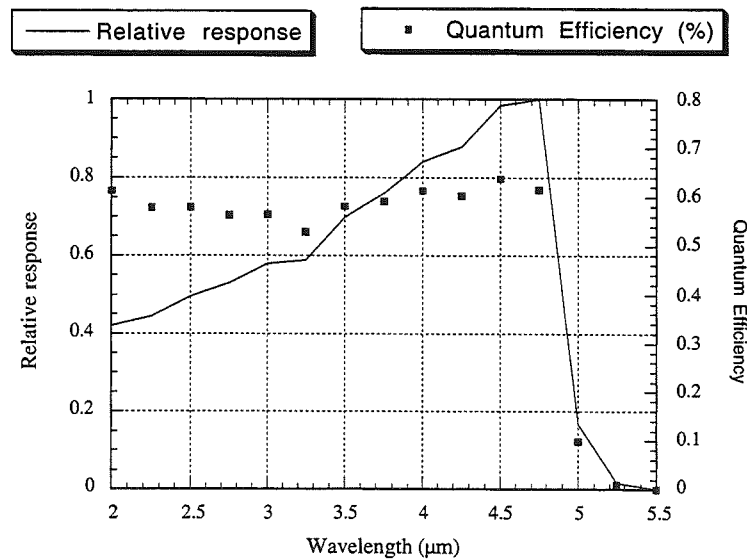


Figure 5 : Spectral relative response and Quantum Efficiency of a photodiode as a function of the wavelength.

5.2.2. Quantum Efficiency versus temperature

The 128x128 detector is placed in front of a blackbody regulated at 873K giving an emission spectrum in the 3-5 μm spectral band. The Quantum Efficiency has been measured for various temperatures from 55 to 105 K to analyze the temperature effect on this parameter (see Fig. 6). The results have been corrected from the active area variation with the temperature due to the variation of the diffusion length L_n of the minority carrier in a PN junction with the temperature ¹². The Figures 7 shows that the mean Quantum Efficiency increases with the temperature: when the temperature increases, L_n increases in depth and then the collecting efficiency of the carrier increases as well as the Quantum Efficiency. At 77K, the mean Quantum Efficiency has been evaluated to be $60 \pm 5 \%$ ⁹.

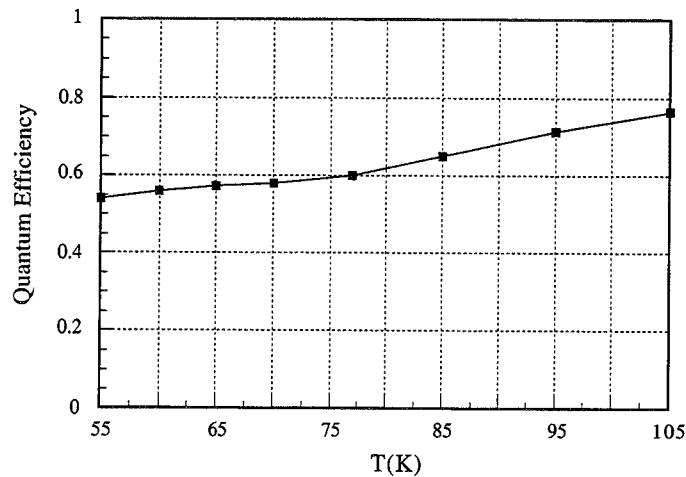


Figure 6 : Mean Quantum Efficiency as a function of the temperature

5.3. Dark current versus temperature

The dark current of the 128 x 128 array has been measured using a low light level cryostat dedicated to this type of measurement. The Figure 7 displays the dark current as a function of the operating temperature. We have calculated for each measurement point of the dark current the time we need to reach 3/4 of the saturation level ($6.8 \cdot 10^6 \text{ e}$) without any input signal.

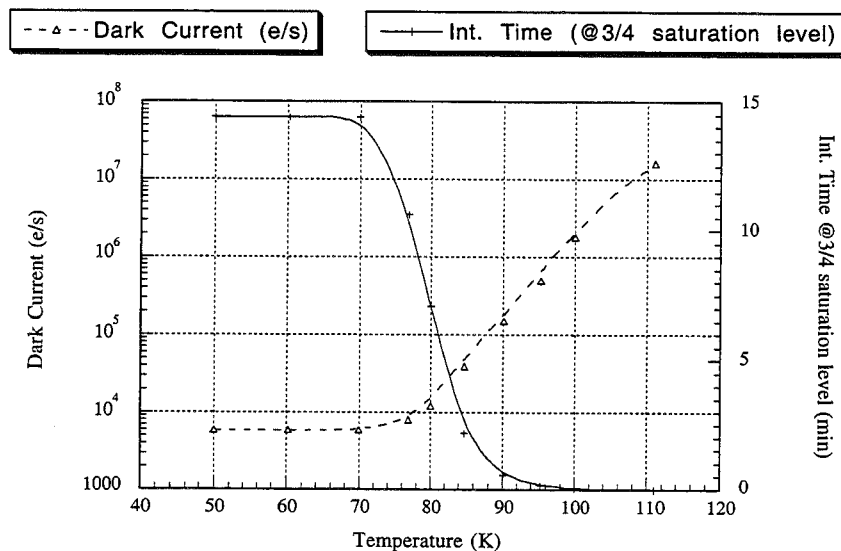


Figure 7: Dark current and integration time at 3/4 of the saturation level as a function of the temperature.

We can see on this figure that the dark current is about constant from 50 to 70 K, and begin to increase after 70 K. To keep the dark current as low as possible and temperature independent, we have to operate under 70 K. With such a dark current (6000 e/s), the detector reaches 3/4 of the saturation level in about 14 minutes : it means that the detector is able to integrate more than 10 minutes without being saturated by the dark current. An operating temperature of 77 K is also possible, because the detector reaches 3/4 of the saturation level in 10 minutes which is the maximum integration time scheduled for the COMIC camera.

From the Figures 6 and 7, we can deduce that the best choice is to operate near 70K to have a low dark current and a quantum efficiency as high as possible. At this temperature, the dark current is about 6000 e/s and the quantum efficiency is about $58 \pm 5 \%$.

6. FOCAL PLANE/CONTROL ELECTRONICS INTEGRATION AND RESULTS

A dedicated electronics has been fully developed by the Observatoire de Grenoble to control the LETI-LIR array. It has been designed to be very compact and versatile and is able to control other infrared CCD's.

6.1. Presentation of the control electronics

The Figure 8 shows a synoptic diagram of the control electronics. The data acquisition system is linked to a CPU including a 8052 Basic microprocessor by a RS 232 interface. One of the functions of this CPU is to generate the main clock that commands the clock's generator of the array and stops them during the integration phase. In addition, the infrared array is biased with 7 filtered voltages. Then, the IRCCD output goes through a Correlated Double Sampling (CDS, see Fig. 9), and the output of the CDS is digitized by a 16 bit Analog/Digital Converter (ADC). Finally, the data are sent to the data acquisition system through a fiber optics transmission.

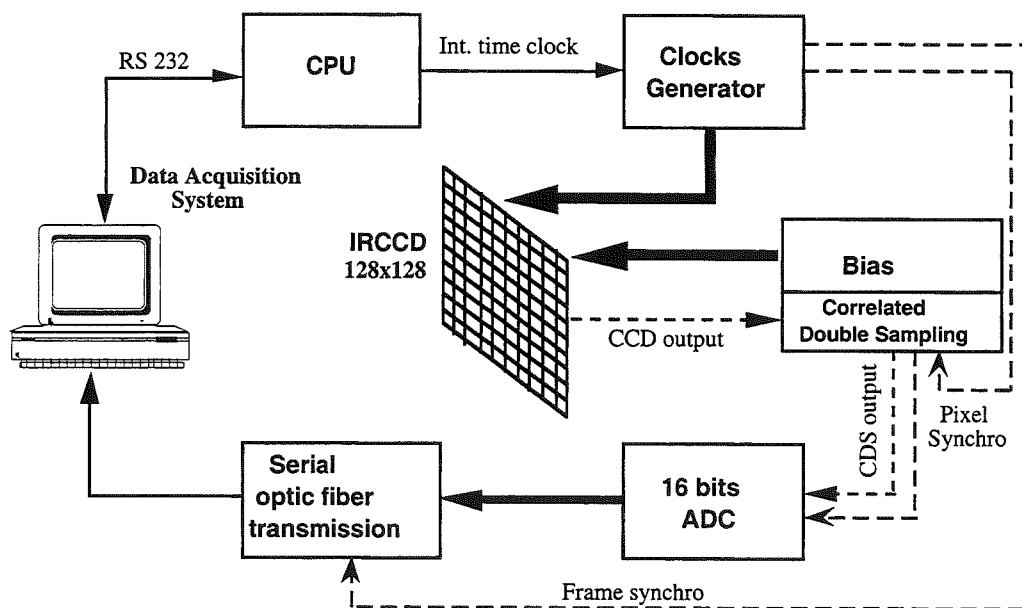


Figure 8 : Synoptic diagram of the control electronics.

One of the most important function of the control electronics is the CDS detailed in the Figure 9. The CCD analog signal output has a level between about 9 and 11V where 11V is the reference level. At the CDS output, the signal is inverted, the reference level is 0 V and the maximum level is adjusted at 5V when the detector is saturated. The CCD output signal is first buffered. Then, the reference level is held by the Sample and Hold Circuit (S/H) on the high-to-low transition of the "Sampling clock". A differential amplifier with an adjustable gain subtracts the signal level from the held reference level. A low-pass filter is implemented at the output of the differential amplifier to absorb the miscellaneous spikes of the signal. It is probable that a part

of the reference and of the signal noises is correlated. With the CDS circuit, the correlated noises are subtracted one from the other and the total receiver noise is minimized.

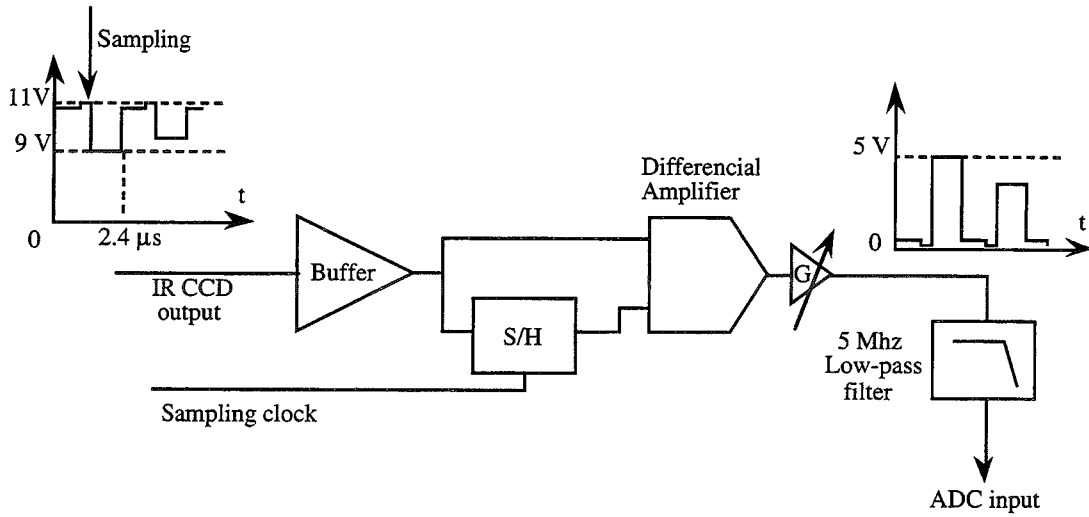
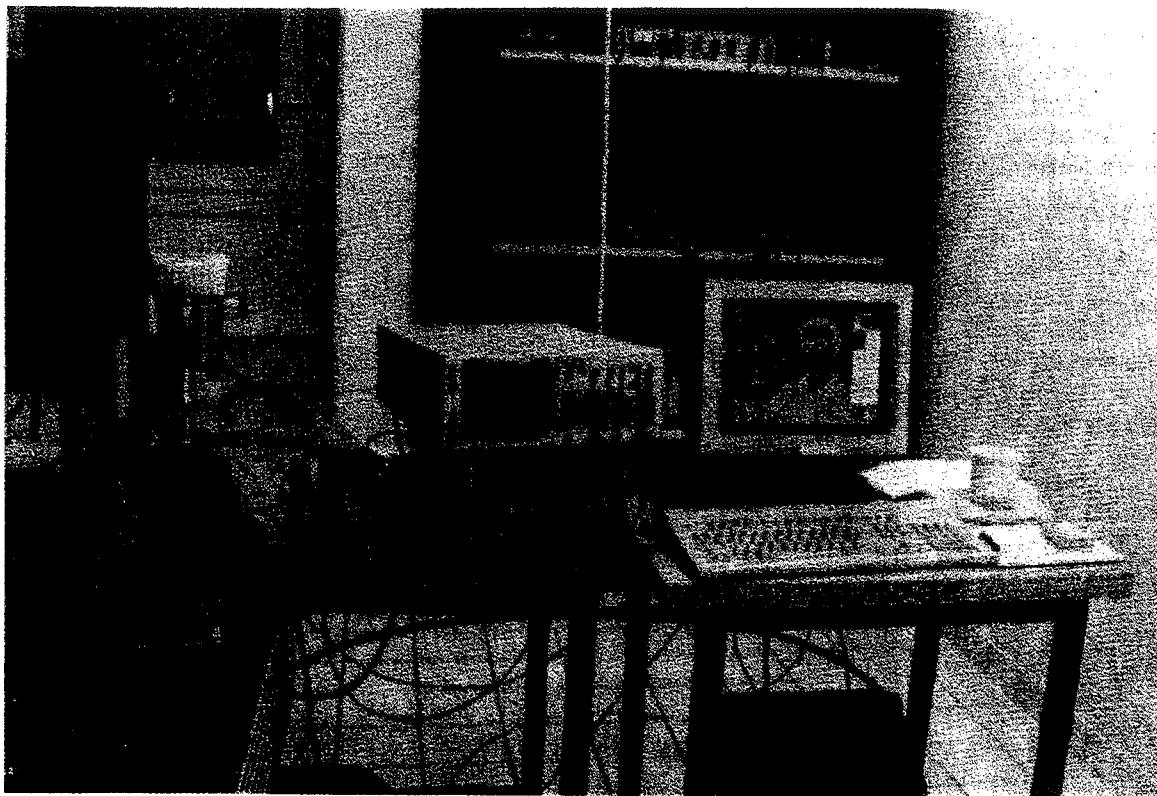


Figure 9 : Synoptic diagram of the Correlated Double Sampling (CDS)

The Figure 10 shows a photography of the experimental set-up and a 128×128 image obtained with it.

(a)



(b)



Figure 10 :

(a) Photography of the experimental set-up at the Observatoire de Grenoble. From left to right, we can see the laboratory test dewar and its optics, the control electronics and the power supply, and a screen connected to a VME interfaced Risk 6000/320 series IBM computer which displays the acquired images, controls the electronics and calculates the characteristics.

(b) A 128x128 infrared picture of the author obtained with the experimental set-up described above.

6.2. Noise measurement

Since the readout noise is the major limitation of an infrared CCD having a high storage capacity and used for astronomical applications, great care has been taken to lower it. All noise measurements have been made using a device with the same readout circuit as that of the astronomical device. As a consequence, the readout noise results should be the same in both cases.

The readout noise is the noise measured at zero output. This can be obtained with a very small integration time. The smallest one available with the COMIC camera is $8 \mu\text{s}$. Statistics have been made with 100 images of 128×128 pixels. The readout noise can be computed with two methods. In each method, the RMS noise is computed for each pixel with 100 images. We can first calculate an average noise from all these 16384 RMS noises. Another method is to fit the noise histogram of all the pixels (see Fig. 11) with a Gaussian curve and to determine the peak location of this curve. We have observed that if the experimental set-up is very well filtered and if there is no interference with external noise sources, both methods give the same results. As it can be seen on this figure, a readout noise of 350 electrons is usually obtained with our laboratory test equipment for the detector and its electronics. A readout noise cartography of the array has been made. It shows that the noise is randomly distributed on the array.

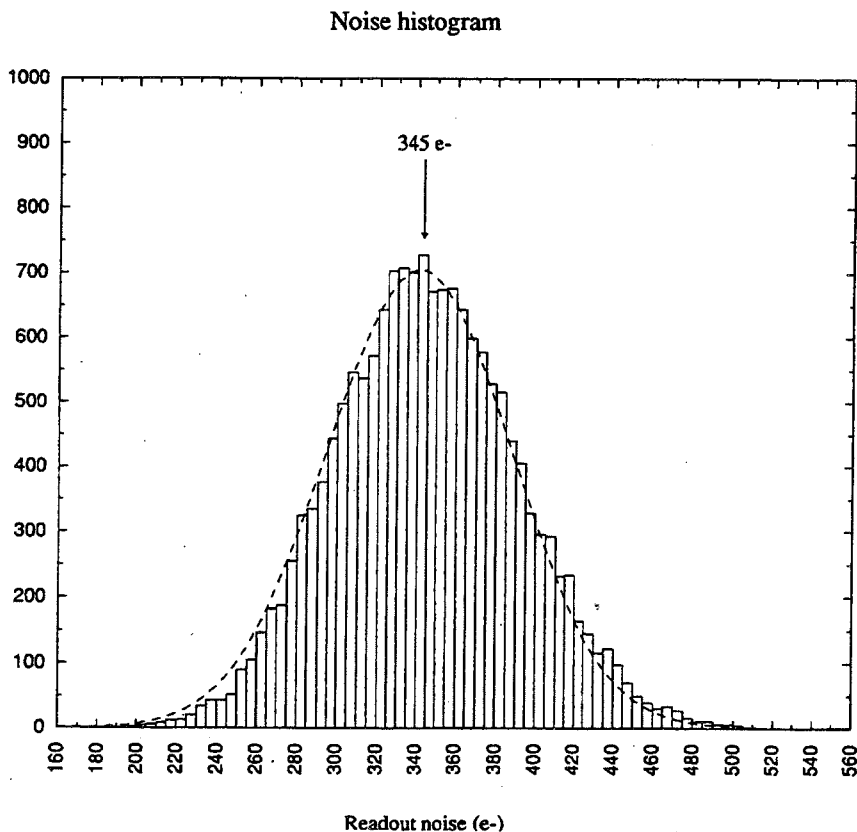


Figure 11 : RMS readout noise histogram of the 128×128 array with the COMIC control electronics. The vertical scale displays the number of pixels which have the readout noise corresponding to the horizontal scale. Dashed line : Gaussian fit to the data. The average value is marked by an arrow.

7. CONCLUSION

The preliminary characteristics of the COMIC detector have been measured. These measurements will be confirmed soon with the detector and its control electronics integrated in the COMIC cryostat. The first results show that the COMIC detector has a very low readout noise compared to its storage capacity. The full dynamic range of the detector will be used,

because the Adaptive Optics allows large integration time without degradation by the atmospheric turbulence. The dark current is sufficiently low and is not a limitation for large integration time. In conclusion, the COMIC detector is perfectly adapted for imaging operation in the 3-5 μm spectral band associated with the ADONIS adaptive optics system.

The table of the Figure 12 summarizes the detector main characteristics and its best operating conditions.

Number of pixels :	128x128
Pixel rate :	410 kHz
Readout frame time :	40 ms
Detection Material :	HgCdTe
Optical area of the pixel:	1600 μm^2
Pitch (in each direction) :	50 μm
Filling factor :	74 %
Cross talk :	< 2%
Peak wavelength :	4.8 μm
Cut-off wavelength :	5 μm
Mean Quantum efficiency (77 K) :	60 \pm 5 %
Dark current (77 K) :	6000 e/s
Best operating temperature :	about 70 K
Storage capacity :	6.8 10^6 e
Output stage capacitance :	0.6 pF
Readout noise (average) :	350 e
(RMS)	

Figure 12 : Main characteristics of the COMIC 128x128 detector

8. ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank Pierre Léna who initiated this project and Daniel Amingual for the constant support of the LETI-LIR. We wish to acknowledge the help of the technical group of the Observatoire de Paris which manages the ADONIS project and of all the LIR staff. We are greatly indebted to Pierre Kern for his technical help and for comments on the manuscript. This project is carried out under ESO contract¹. It also received financial support from the Ministère de la Recherche et de l'Enseignement Supérieur, from the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS, URA 708) and from the Direction des Recherches, Etudes et Techniques.

9. REFERENCES

- ¹ Contract between ESO and the Observatoire de Paris: No. 38082/ESO/TEL/92/7040/GWI.
- ² P. Kern, P. Léna, P. Gigan, J-C. Fontanella, G. Rousset, F. Merkle, J-P. Gaffard, "COME-ON: an Adaptive Optics prototype dedicated to infrared astronomy", *SPIE Proc. 1114*, Conf. on Active Telescope Systems, Orlando, Florida, 28-31 March 1989.
- ³ P. Kern, P. Léna, P. Gigan, F. Rigaut, G. Rousset, J-C. Fontanella, J-P. Gaffard, C. Boyer, P. Jagourel, F. Merkle, "Adaptive Optics Prototype System for Infrared Astronomy, I : system description", *SPIE Proc. 1271*, Conf. on Adaptive Optics and Optical Structures, The Hague, The Netherlands, 12-14 March 1990.
- ⁴ F. Rigaut, G Rousset, P. Kern, J.P. Gaffard, F. Merkle, P. Lena, "Adaptive Optics on a 3.6-m telescope: results and performance", *A&A*, pp. 250-289, 1991.
- ⁵ P. Léna, "Astronomical results with the ComeOnePlus adaptive optics system", *SPIE Proc. 2201*, Conf. on Astronomical Telescopes and Instrumentation for the 21st Century, Kona, Hawaiï, 13-18 March 1994.
- ⁶ J-L. Beuzit, N. Hubin, E. Gendron, L. Demailly, P. Gigan, F. Lacombe, F. Chazallet, D. Rabaud, G. Rousset, "ADONIS : a user-friendly adaptive optics system for the ESO 3.6-m telescope", *SPIE Proc. 2201*, Conf. on Astronomical Telescopes and Instrumentation for the 21st Century, Kona, Hawaiï, 13-18 March 1994.
- ⁷ R. Hofmann, M. Blietz, P. Duhoux, A. Eckart, A. Krabbe, V. Rotaciuc, "SHARP and FAST : near infrared speckle and spectrometry at MPE", ESO Conference on Progress in Telescope and Instrumentation Technologies, p 479-484, Ulrich M.H. Ed., Garching, 1992.

- ⁸ L. Demailly, E. Gendron, J-L. Beuzit, F. Lacombe, N. Hubin, "Artificial Intelligence system and Optimized Modal control for the Adonis adaptive optics instrument", *SPIE Proc. 2201*, Conf. on Astronomical Telescopes and Instrumentation for the 21st Century, Kona, Hawai, 13-18 March 1994.
- ⁹ E. Mottin, J-P. Chamonal, D. Marion, F Mongellaz, P. Nicolas, J-L. Tissot, "128x128 3-5 μm focal planes arrays at 77 K and 200 K operation", *SPIE proceedings*, 11-13 July 1990, San Diego, Infrared Technology XVI, pp. 375-383.
- ¹⁰ P. Nicolas, I. Bischoff, J-P. Chamonal, "Hybrid infrared focal plane arrays at LIR", The Second Symposium on Measuring and Modelling, the Battlefield Environnement, SEFT Fort d'Issy, France, 1-5 June 1992.
- ¹¹ G-L. Destefanis, "HgCdTe infrared diodes arrays", *Semiconductors Science Technology* 6, 1991, C 88-C 92.
- ¹² M. Caes, "Caractérisation de matrices de détecteurs infrarouges sous faibles flux de photons. Applications astronomiques", PhD from the University of Paris VII, France, 11th March 1992.

Article 2

MWIR COMIC imaging camera for the ADONIS adaptive optics system

Auteurs: P. Feautrier¹, J.-L. Beuzit^{2,3}, F. Lacombe², P. Petmezakis¹, H. Geoffray^{1,3,4,5}, J.-L. Monin¹, B. Talureau², P. Gigan,² N. Hubin³ & L. Audaire⁴

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

² Observatoire de Paris-Meudon, DESPA, 5 place Janssen, 92195 Meudon Cedex, France

³ European Southern Observatory, K. Schwarzschild St.2, 85748 Garching, Germany

⁴ CENG/LETI/DOPT/SLIR, 17 rue des Martyrs, 38 054 Grenoble Cedex 9, France

⁵ SOFRADIR, route de Valence, 38113 Veurey-Voroize, France

Communication présentée à la

conférence SPIE Infrared Spaceborne Remote Sensing III de San Diego, juillet 1995

The MWIR COMIC imaging camera for the ADONIS adaptive optics system

Philippe Feautrier¹, Jean-Luc Beuzit^{2,3}, Francois Lacombe²,
Panayoti Petmezakis¹, Herve Geoffray^{1,3,4,5}, Jean-Louis Monin¹,
Bernard Talureau², Pierre Gigan², Norbert Hubin³ and Luc Audaire⁴.

June 30, 1995

1- Observatoire de Grenoble, Astrophysique, 414 Rue de la Piscine, URA 708, BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9
2- Observatoire de Paris-Meudon, DESPA, URA CNRS 264, 5 place Janssen, F-92195 Meudon Cedex, France
3- ESO, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, D-85748, Garching-bei-Muenchen, Germany
4- CEA/LETI/LIR, DOPT, CENG, 85X, F-38041 Grenoble, France
5- SOFRADIR, route Valence, F-38113 Veurey-Voroise, France
E-mail: feautrier@gag.observ-gr.fr

ABSTRACT

A 1 - 5 μm astronomical infrared imaging camera, COMIC, is currently being developed for the ADONIS adaptive optics system, as a collaborative project of Observatoire de Paris and Observatoire de Grenoble under ESO (European Southern Observatory) contract. This camera is based on a 128x128 HgCdTe/CCD array built by the CEA-LETI-LIR (Grenoble, France). Among its main characteristics, this detector offers a very high storage capacity of $3 \cdot 10^6$ e- with a total system read-out noise of about 600 e- which makes it particularly optimized for the 3 - 5 μm . COMIC will be installed in the fall of 1995 at the output focus of the ADONIS AO system on the ESO 3.6-m telescope at La Silla (Chile).

1 Introduction

The impressive potential of the adaptive optics (AO) technique for astronomical ground-based observations was demonstrated in the last years by different prototype instruments.¹⁻³ The first system to produce significative astrophysical results in a wide range of fields, from planetology to extragalactic astrophysics was the Very Large Telescope (VLT) AO prototype, COME-ON-PLUS,⁴ installed on the ESO 3.6-meter telescope at La Silla (Chile). That prototype is now being upgraded to a user-friendly instrument, ADONIS, the ADaptive Optics Near Infrared System.⁵ ADONIS uses the capability of an artificial intelligence software to handle the large number of parameters needed to optimize the AO correction,⁶ thus allowing non-specialized astronomers to use adaptive optics as a common technique.

To take the benefits of the diffraction-limited images produced by the ADONIS system a dedicated near infrared camera, COMIC, will be added in the fall of 1995. The COMIC camera is based on a 128×128 HgCdTe/CCD Focal Plane Array built by the French CEA-LETI-LIR manufacturer (Grenoble). The array covers the $1 - 5 \mu\text{m}$ spectral range but is particularly optimized for the $3 - 5 \mu\text{m}$ range due to its very high storage capacity of $3 \cdot 10^6$ e- and its total read-out noise of about 600 e-. Because images obtained with AO are nearly unaffected by the atmospheric turbulence, long integration times and therefore the full storage capacity of the detector can be used. Great care has been taken in the design of the cryostat and optics in order not to degrade the diffraction-limited images provided by the AO correction. So far, the last laboratory tests of COMIC have been carried out. The installation and commissioning on the ESO 3.6-meter telescope are scheduled by late October 1995. After a camera description in section 1, the detector characteristics are detailed in section 2 while section 3 describes the detector control and readout electronics. Finally, section 4 summarizes the characterization of the complete instrument.

2 Camera description

2.1 Optical design

The optical scheme of COMIC is given in figure 1. All components, except the cryostat window, are cooled to about 68 K in order to reduce the dark current from the detector and background radiations from the internal optics. A unique collimator, just behind the dewar window, images the ADONIS output pupil, located on a chopping mirror, onto a 1.5 mm cold Lyot stop. This small diameter allows low spectral resolution imaging ($R \sim 70$) using circular variable filters (CVF). Two filter wheels are located as close as possible to the pupil image, bearing the 2 CVFs, 7 standard photometric filters (J, H, K, short K, L, L', M) and 4 narrow-band/continuum filter doublets (H2, PAH, H3+, Br α). Then, the field is imaged onto the detector, with two possible scales, one devoted to the $1 - 2.5 \mu\text{m}$ spectral range and the other one to the $3 - 5 \mu\text{m}$ range. At short wavelength, the 0.035 arcsec/pixel scale correctly samples a J diffraction limited image. At longer wavelength, the 0.1 arcsec/pixel scale fits a L objectives are optimized and coated for their spectral range only. Both objectives are clamped on a rotating mount together with a pupil imaging lens working at any wavelength, but optimized for the L band. The aim of this lens is to allow a correct lining up of the camera pupil plane with respect to the ADONIS pupil plane. The maximum wavefront error is 70 nm rms for the whole optical set-up. The optics is designed with a large enough field of view so that it can accommodate a 256×256 detector with $40 \mu\text{m}$ pixels.

2.2 Cryostat and cryomechanisms

The COMIC cryostat is based on a classical two tanks configuration working at liquid or solid nitrogen temperature. The outer tank is to be filled with liquid nitrogen in all cases. This versatility gave us the possibility to later on define the more appropriate servo controlled detector working temperature (between 50 K and 77 K) depending on the detector final characteristics. The particularity of this cryostat is that, unlike most of the standard ones, the plate supporting the detector and the cryomechanisms is directly fixed to the outer side of the dewar by the mean of carbon fibre elements, ensuring both a very good stiffness and a sufficient thermal insulation. The largest rotation (measured on a demonstration model) corresponds to 0.01 arcsec peak-to-peak on the sky.

All cryomechanisms have fine adjustment capabilities in order to align the optics with the required accuracy. The three wheels are mounted on their supports by the mean of ball-bearings. They are directly driven by external stepper motors, fixed on the outer side of the dewar, in order to limit the internal power dissipation and to simplify the maintenance. A reliable coupling between the motors and the wheels is achieved by vacuum-tight ferrofluidic rotatory feedthroughs and insulating axes. These axes are moreover cooled down inside the cryostat.

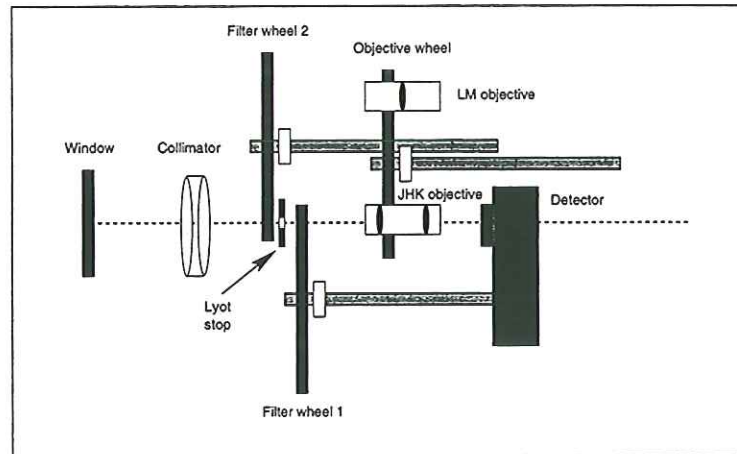


Figure 1: COMIC optical design.

The three stepper motors are remote controlled. The mechanical resolution is $125 \mu\text{m}$ for each filter wheel (2000 steps per rotation) and $9.5 \mu\text{m}$ for the objective wheel (20000 steps per rotation). All optical elements (except the collimator) as well as the detector itself are enclosed in a light-tight experiment chamber in order to reduce light scattering and/or ghosts. The detector mount accommodates a temperature control system with 0.01 K accuracy.

2.3 Instrument control

The camera hardware control is achieved by the Focal Instrument Controller (FIC), composed of a 68000 VME board and an I/O board. It operates as a slave machine, remote controlled by the acquisition computer (2.4). It is connected to all the hardware electronic parts: filter and objective wheels motor driving boards and position sensors, temperature sensors and detector electronics CPU board (integration time setting).

2.4 Acquisition system

The COMIC's data acquisition system is built around a VME architecture, operating a E7 Eltec's 68040 CPU board under Microware's Os/9 real time system. Its design and implementation are very similar to the Acquisition System of CIRCUS, a 128×128 speckle IR camera, that the Observatoire de Paris and the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) have operated routinely at Mauna Kea for several years.^{7,8}

The main feature of the acquisition system is its fully multitasked design, providing efficiency, modularity, flexibility, and allowing any kind of adaptation to a new detector, a new telescope and/or a new camera itself. The whole software consists in several different processes, each of them specialized for a specific action or series of actions, and each of them being given an Xterm window in the X11 environment.

2.4.1 Data Acquisition and Observation Handling

The Acquisition process is mainly responsible for programming an intelligent Data Acquisition Board (DAB) leaving the CPU completely free during the image reception. This board uses the standard auxiliary bus, VSB,

which can equip other CPU's, RAM extensions, or interface cards. Each incoming image (40 msec at highest rate) is directly stored in RAM by the DAB, neither invoking any CPU code nor requesting any control on the VME bus.

The hardware camera control, i.e. detector control (integration time), filter or objective wheels positioning, housekeeping, etc., is achieved by the FIC (section 2.3). The software interface with the FIC is handled by a specific process which provides all the needed protocol. The hardware connection is achieved by means of a classic RS232 line.

Once an image is received, real computation starts. This may include or not, since it is highly selectable by menu: sky subtraction, dead pixels processing, flat-fielding, statistics (photometry, S/N, coherence time, etc.), shift-and-add, etc. Computation output is then sent to the Color Display Process.

2.4.2 Color Display

Images are displayed on a private Color display (1280×1024 pixels) in various ways: • color image (zoom available) • contour representation (zoom available) • isometric 3D representation (zoom available) • display of one line and one column as on an oscilloscope • display of one pixel signal versus time.

2.4.3 User Interface

By means of 'buttons' or Arrow Keys movements, the observer navigates through a tree of menus and sub-menus in a X11 oriented environment. To prepare observations, users are invited to fill up a set of specific 'modules', one for the Object itself (name, coordinates, number of images), one for the observing mode (how to chop, when, at which amplitude), one for the data storage (all frames, block averaged or not). The editing of those modules is easy (mouse or arrow keys), fast, and self-explanatory. Modules can be saved on disk and re-used. They can even be explicitly named-referred to by the Object module, so that different objects can be observed rigorously in the same way. Users are also allowed to predefine pointing sequences (for mosaicing), filter sequences or CVF sequences. Pointing and filter (or CVF) can be associated together. Sequences can also be name-referred to and saved for future re-use.

2.4.4 Data storage

Data is stored on disks, as fast as 40 128×128 images per second (1 Mbits/sec). Data files are standard FITS files. In addition with the standard FITS keywords, headers also feature a set of private keywords, which reflect every relevant software or hardware parameters used during the acquisitions.

3 Detector and associated electronics

3.1 Detector characteristics

This detector was extensively described in a previous paper.⁹ The COMIC detector is a 128×128 HgCdTe photovoltaic focal plane array built by the French manufacturer LETI/LIR in Grenoble. It covers the 1-5 μm spectral band, but is more particularly designed for the 3-5 μm band. The pitch between two pixels is 50 μm ,

and the filling factor was measured to be 74 % (in area). The readout circuit is a 128×129 silicon multiplexer array made with $1.5 \mu\text{m}$ design rules technology with four implantation levels and three polysilicon levels. The input stage works in a direct injection current mode with an anti-blooming function. The parallel registers are 4-phase surface channel CCD with 2 bits per pixel to reduce the transfer inefficiency. These multiplexers are read by a serial register built with a 4-phase buried channel CCD. The output stage is a 2-stage amplifier made with depletion MOS transistors. There is one CCD output for the array. The HgCdTe photodiodes (detection circuit) are connected to the Si CCD (readout circuit) by indium bumps. The main characteristics of the COMIC detector are summarized in Table 1.

detector characteristics	
Number of pixels	128×128
Pixel rate	420 kHz
Readout frame time	40 ms
Detection material	HgCdTe
Optical area of the pixel	$1600 \mu\text{m}^2$
Pixel pitch	$50 \mu\text{m}$
Filling factor	74 %
Peak wavelength	$4.8 \mu\text{m}$
Cut-off wavelenght	$5 \mu\text{m}$

Table 1: Main characteristics of the COMIC 128×128 detector.

3.2 Control and read-out electronics description

The different functions of this electronics are implemented on 6 standard "Europe" boards. The boards are integrated in a compact rack in order to avoid long cables. The detector electronics are designed to provide the following functions :

- Interface between the external DC power supply and the power supplies needed for the electronics: 0-5 V and ± 15 V. This interface uses classical DC-DC voltage converter with a good filtering of the ouput voltages.
- Generation of the 6 bias voltages of the detector.
- Generation of the detector clocks, the ADC start convert and the image synchronization signals. Sixteen clocks are produced using two 8-bit counters and two 8-bit EPROMs where the command pattern is saved. To allow a pixel rate of 420 kHz, we used fast 1 Mbit EPROMs having an access time below 80 ns.
- RS232 dialog with the main control system using a 8052 CPU under BASIC microcontroller. This CPU sets the integration time and can also perform the measurement of the bias voltages of the detector throught a integrated voltmeter. During the integration time, all clocks are frozen in order to reduce the noise on the bias voltages and avoid discontinuities in the linearity curve.
- Analogic Correlated Double Sampling (CDS) to transform the 11-13V CCD signal output into a 0-5 V signal well adapted for our Analog to Digital Converter (ADC). The CDS is fairly classical and uses a Sample&Hold (S&H) circuit (Burr Brown SHC702) to clamp the CCD reference level. A 2 MHz low-pass filter decreases the high-frequency noise. Because the reference signal is clamped for each pixel, the CDS eliminates also the low-frequency drift of the CCD output.
- 16 bit A/D conversion on the same board as the CDS. The 16 data bits are ready within $1.9 \mu\text{s}$ allowing a

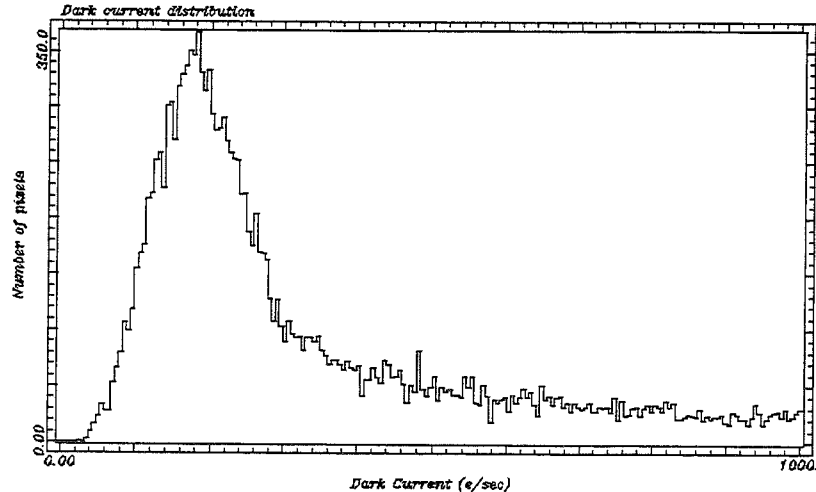


Figure 2: Histogram of the dark current values over the array at a temperature of 68 K

maximum pixel rate of about 540 kHz, corresponding to a data flow of about 1 Mbyte/sec with only one CCD output.

- Serialization and coding of the digitized data to allow transmission through an optical fiber to the data acquisition system located in the telescope control room at a distance of about 40 meters.

4 Calibration results

The performances in terms of readout noise, quantum efficiency, dark current, linearity response and spatial homogeneity of the detector were measured at the Observatory of Grenoble and at the LETI-LIR using a preliminary laboratory test bench. All these results have been reported in a previous paper.⁹ The "science detector" selected for the astronomical observation is currently under test in the COMIC cryostat since the beginning of 1995. The results of these tests are reported here. A crucial point was to determine the best operating temperature of the detector as it corresponds to a trade-off between dark current and crosstalk.

4.1 Detector and camera calibration

4.1.1 Dark current

Adaptive optics cancels the atmospheric phase boiling and allows long integration times. Below $2 \mu\text{m}$, due to the reduced thermal emission of the sky and the telescope, and due to the spatial dilution of the focal plate scale, the sky background is very low and the dark current becomes one of the main concerns for any detector sensitive in the whole $1 - 5 \mu\text{m}$ range. We have measured the detector dark current in the final astronomical dewar with every potential background source baffled. At 77 K, the average dark current is lower than 5000 e/sec. At 68 K, the dark current goes below 500 e/sec for more than 75 % of the pixels, with an histogram peak around 200 e/sec (see histogram on figure 2). Figure 3 shows an image of the dark current signal obtained during a 160 s frame at this temperature. The dark current spatial distribution is smooth, except for the small hot spot in the lower

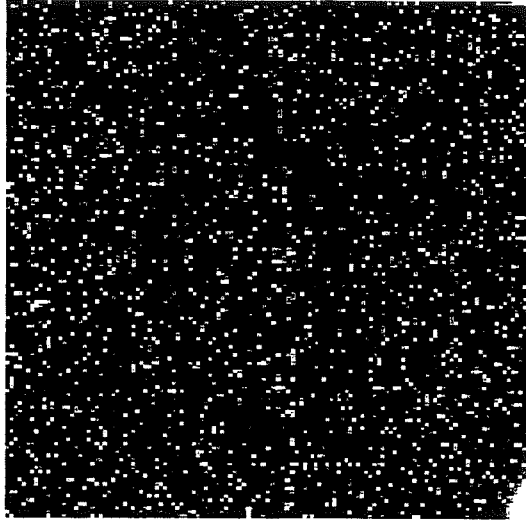


Figure 3: Dark current image at 68 K.

right corner due to the 150 mW dissipation of the output stage amplifier. Assuming a storage capacity of $3 \cdot 10^6$ e and a dark current of about 500 e/sec, the half well capacity of the detector is reached in ≈ 1 hour at 68 K for about 75% of the pixels. In conclusion, the dark current will not be a limitation for the COMIC camera.

4.1.2 Crosstalk

In such a device, the crosstalk between pixels is mainly due to the transfer inefficiency in the serial shift register of the readout CCD at a pixel rate of 420 kHz. We measured the transfer inefficiency by the “fill-and-spill” method. It can be drastically reduced approximately by a factor of ten (see table 2) when using appropriate leading and trailing edges for the clocks driving the readout CCD. The overall crosstalk at 68 K is of 2 % and is admittedly not a limitation for adaptive optics imaging, especially when the crosstalk function is well known and one-dimensionnal. The transfer inefficiency in the parallel shift register is not critical, because of the lower

δT	$t \uparrow \downarrow$	ϵ	serial crosstalk (%)
0 ns	40 ns	$4.41 \cdot 10^{-3}$	24.6%
100 ns	40 ns	$1.21 \cdot 10^{-3}$	7.5%
100 ns	280 ns	$2.60 \cdot 10^{-4}$	1.6%

Table 2: Serial crosstalk measurements. δT is the high level overlap between two clocks and $t \uparrow \downarrow$ is the rise/fall time.

operating frequency of the parallel clocks (128 times smaller than the serial clocks). We also measured the serial and parallel crosstalk as a function of the temperature, using the optimised clock signals as mentioned in table 2. They are reported in the table 3. We conclude that the value of the measured crosstalk in the serial CCD register is acceptable at a temperature of 68 K, and its value is not in contradiction with the dark current requirements.

Temperature	parallel crosstalk (%)	serial crosstalk (%)
77 K	$\approx 1\%$	$\approx 1\%$
68 K	$\approx 1\%$	$\approx 2\%$

Table 3: Serial crosstalk as a function of the temperature.

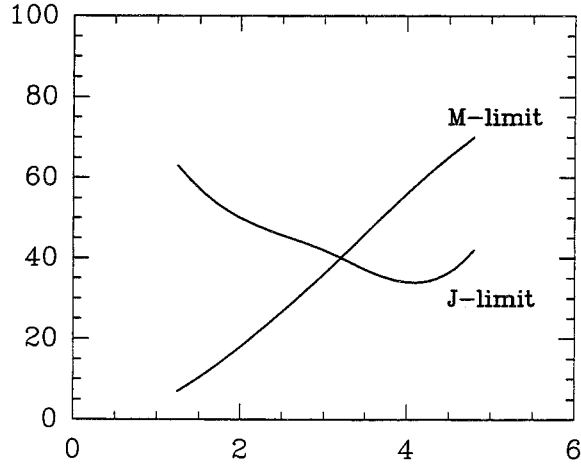


Figure 4: Quantum Efficiency as a function of λ for both optics (J limit & M limit). The two plots cross at $\lambda \approx 3 \mu\text{m}$ where both objectives are outside their optimisation domain.

4.1.3 Quantum efficiency

The quantum efficiency (QE) was measured using a regulated blackbody between 100 K to 600 K. The filter transmission was determined previously but the precise objectives transmission is unknown, each of them being optimised for its wavelength range (short: J-limit or long: M-limit). The values presented here were obtained with a detector temperature of 77 K, but the quantum efficiency at 68 K is only a few % below its value at 77 K, as reported in reference.⁹

Figure 4 shows the detector QE as a function of the wavelength using the two different objectives, (J-limit and M-limit). Both curves exceed the 60% level in the optimisation domain of the corresponding optics, showing that the detector QE is $\geq 60\%$ and is reasonably constant over the whole 1 – 5 μm range.

4.1.4 Readout noise

After integration in the final astronomical dewar, preliminary measurements showed a readout noise of 570 electrons rms (see histogram in figure 5), somewhat higher than the value measured with a laboratory test bench.⁹ Careful shielding of the detector signals will be applied to reach the planned value of ≈ 400 electrons rms.

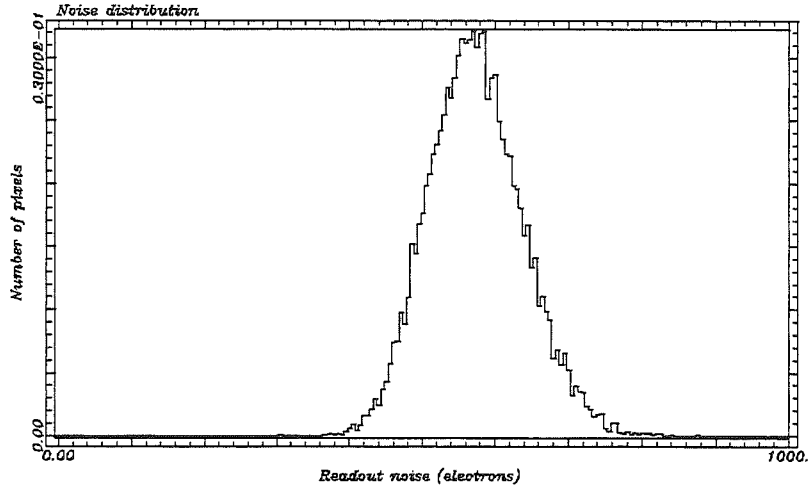


Figure 5: Readout noise histogram in electrons. The average rms readout noise is 570 e.

5 Conclusion

We have developed a IR high angular resolution camera to be used on the ADONIS adaptive optics system. The first results obtained in the laboratory (see table 4 for a summary) demonstrate that this camera is particularly well suited for imaging with adaptive optics in the 3 – 5 μm spectral range. The COMIC first light is foreseen for October 1995 and we plan to have the camera fully operative beginning of 1996 on the 3.6-meter telescope of ESO.

Storage capacity	$3 \cdot 10^6$ e
Readout noise @ 410 kHz	570 e
Quantum Efficiency peak	70% @ 4.8 μm
Dark current	500 e/sec @ 68 K
Serial transfert inefficiency	$2.60 \cdot 10^{-4}$
Serial crosstalk	$\approx 2\%$ @ 68 K
Parallel crosstalk	$\approx 1\%$ @ 68 K

Table 4: Summary of COMIC calibration measurements .

6 Acknowledgements

We thank Pierre Léna who initiated this project and Daniel Amingual for the constant support of the LETI-LIR. We acknowledge the help of the LIR staff in the setting of the IRCCD detector. Thanks also to Olivier Marco for his help during the calibration of the COMIC instrument.

This project is carried out under ESO contract.¹⁰ It also received financial support from the Ministère de la Recherche et de l'Enseignement Supérieur, from the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS, URA 264 and URA 708) and from the Direction des Recherches, Etudes et Techniques.¹¹

7 REFERENCES

- [1] P. Kern *et al.*, "Adaptive Optics Prototype System for Infrared Astronomy, I : system description", SPIE Proc. 1271, *Conf. on Adaptive Optics and Optical Structures*, The Hague, The Netherlands, 12-14 March 1990.
- [2] G. Rousset *et al.*, "Performance and results of the COME-ON-PLUS adaptive optics system at the ESO 3.6-m telescope", SPIE Proc. 2201, *Conf. on Astronomical Telescopes and Instrumentation for the 21st Century*, Kona, Hawaii, 13-18 March 1994.
- [3] F. Roddier *et al.*, Adaptive optics at the University of Hawaii: current performance at the telescope", SPIE Proc. 2201, *Conf. on Astronomical Telescopes and Instrumentation for the 21st Century*, Kona, Hawaii, 13-18 March 1994.
- [4] P. Léna, "Astronomical results with the ComeOnePlus adaptive optics system", SPIE Proc. 2201, *Conf. on Astronomical Telescopes and Instrumentation for the 21st Century*, Kona, Hawaii, 13-18 March 1994.
- [5] J-L. Beuzit *et al.*, "ADONIS: a user-friendly adaptive optics system for the ESO 3.6-m telescope", SPIE Proc. 2201, *Conf. on Astronomical Telescopes and Instrumentation for the 21st Century*, Kona, Hawaii, 13-18 March 1994.
- [6] L. Demailly *et al.*, "Artificial Intelligence system and Optimized Modal control for the Adonis adaptive optics instrument", SPIE Proc. 2201, *Conf. on Astronomical Telescopes and Instrumentation for the 21st Century*, Kona, Hawaii, 13-18 March 1994.
- [7] F. Lacombe *et al.*, "Imagery with infrared arrays", *A&A* **215**, 211-217, 1989.
- [8] D. Rouan, F. Lacombe, D. Tiphène, 1990, "CIRCUS: bilan de deux années et perspective", *CFHT Bulletin* No 22.
- [9] P. Feautrier *et al.*, "The 1-5 micron imaging detector for the ADONIS adaptive optics system", *SPIE's 1994 International Symposium on Optics, Imaging, and instrumentation*, 24-29 July 1994, San Diego, CA
- [10] Contract between ESO and the Observatoire de Paris: No. 38082/ESO/TEL/92/7040/GWI.
- [11] Contract between the Observatory of Grenoble and the Direction de la Recherche et Etudes Techniques (DRET): No. 94-1056/A000/DRET/DS/SR

Article 3

1 to 5 μ m adaptive optics imaging on large telescope. The COMIC camera for ADONIS

Auteurs: F. Lacombe¹, O. Marco¹, H. Geoffray², J.-L. Beuzit², J.-L. Monin², P. Gigan.¹, B. Talureau¹, P. Feautrier², P. Petmezakis² & D. Bonaccini³

¹ Observatoire de Paris-Meudon, DESPA, 5 place Janssen, 92195 Meudon Cedex , France

² Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, BP 53,
F-38041, Grenoble Cedex 9, France

³ European Southern Observatory, K. Schwarzschild St.2, 85748 Garching, Germany

Communication acceptée à la revue

Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Juin 1998

Adaptive Optics Imaging at 1–5 Microns on Large Telescopes: The COMIC Camera for ADONIS

F. LACOMBE AND O. MARCO

Observatoire de Paris, DESPA, F-92195 Meudon, France;
Francois.Lacombe@obspm.fr, Olivier.Marco@obspm.fr

H. GEOFFRAY, J. L. BEUZIT, AND J. L. MONIN

Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, BP 53, F-38041 Grenoble, France;
Jean-Louis.Monin@obs.ujf-grenoble.fr

P. GIGAN AND B. TALUREAU

Observatoire de Paris, DESPA, F-92195 Meudon, France

P. FEAUTRIER AND P. PETMEZAKIS

Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, BP 53, F-38041 Grenoble, France

AND

D. BONACCINI

European Southern Observatory, D-85748 Garching-bei-München, Germany

Received 1998 April 1; accepted 1998 June 17

ABSTRACT. A new 1–5 μm high-resolution camera dedicated to the ESO adaptive optics system ADONIS has been developed as a collaborative project of Observatoire de Paris-Meudon and Observatoire de Grenoble, under ESO contract. Since this camera has been designed to correctly sample the diffraction, two focal plate scales are available: 36 mas pixel⁻¹ for the 1–2.5 μm range and 100 mas pixel⁻¹ for the 3–5 μm range, yielding fields of view of 4".5 \times 4".5 and 12".8 \times 12".8, respectively. Several broadband and narrowband filters are available as well as two circular variable filters, allowing low spectral resolution ($R \sim 60$ –120) imagery between 1.2 and 4.8 μm . This camera is equipped with a 128 \times 128 HgCdTe/CCD array detector built by the CEA-LETI-LIR (Grenoble, France). Among its main characteristics, this detector offers a remarkably high storage capacity (more than 10⁶ electrons) with a total system readout noise of ≈ 1000 electrons rms, making it particularly well suited for long integration time imagery in the 3–5 μm range of the near-infrared domain. The measured dark current is 2000 electrons s⁻¹ pixel⁻¹ at the regular operating temperature of 77 K, allowing long exposure times at short wavelengths ($\lambda < 3 \mu\text{m}$), where the performances are readout-noise limited. At longer wavelengths ($\lambda > 3 \mu\text{m}$), the performances are background-noise limited. We have estimated the ADONIS + COMIC imaging performances using a method specially dedicated to high angular resolution cameras.

1. INTRODUCTION

The near-infrared spectral range, from 1 to 5 μm , and more especially from 3 to 5 μm , is the wavelength domain in which thermal emission by warm dust takes place. This wavelength range is therefore a key observational region for addressing numerous astrophysical questions, including the circumstellar environment of young and evolved stars, the dynamics of dust accretion leading to star formation, and the strong emission by active galactic nuclei. But most of these phenomena actually show up at very small angular scale with respect to the resolution that large ground-based telescopes can achieve at infrared wavelengths due to the incoming wave front distortion by the atmospheric turbulence.

To overcome this limitation, adaptive optics (AO) systems have been developed to provide real-time correction of the wave front, hereby restoring the theoretical diffraction-limited resolution of a large ground-based telescope. The first AO system dedicated to astronomy was the COME-ON/COME-ON-PLUS instrument (Rigaut et al. 1991; Rousset et al. 1994). This instrument has recently been upgraded to a new version called ADONIS (Hubin et al. 1993; Beuzit et al. 1994; Beuzit 1994; Demailly et al. 1994; Beuzit, Demailly, & Gendron 1997) and installed on the ESO 3.6 m telescope at La Silla, Chile. Several overviews of astrophysical results have already been published (Léna 1994, 1995; Stecklum 1998).

ADONIS is designed to deliver high angular resolution images in the near-infrared. Diffraction-limited images have al-

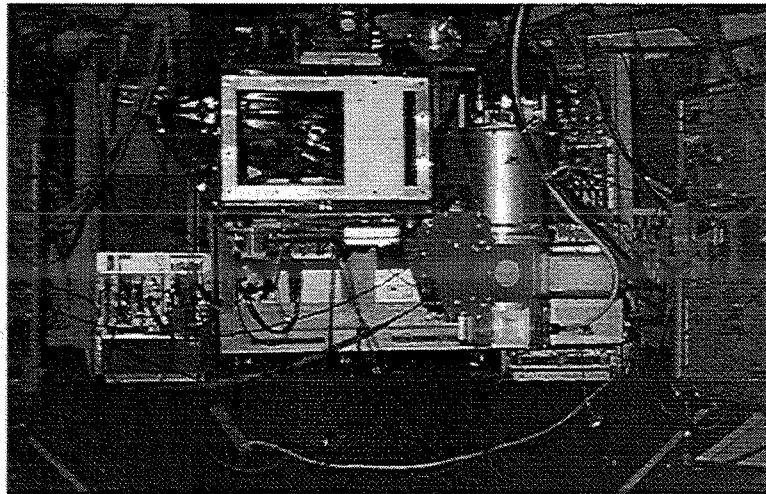


FIG. 1.—Picture of the COMIC camera mounted on the ADONIS optical bench, showing the Dewar, the motors, and the detector electronics

ready been obtained down to $1.7 \mu\text{m}$ (Rousset et al. 1994) for stars brighter than $m_V = 10$. It is therefore of prime importance to cover the whole near-infrared spectral range with a good imaging system. The $2.5\text{--}5 \mu\text{m}$ domain is of special interest because of its better seeing parameters for the standard atmospheric conditions at La Silla. In order to correctly sample the diffraction-limited images at all wavelengths, the foreseen camera must provide at least 2 pixels in the central Airy disk. The corresponding pixel scale has to be better than $0''.04$ in the

J band, for instance. The camera should also not degrade, by its own optics, the overall image quality. That puts very strong constraints on every individual component. The Dewar itself, as well as the camera mount, should be very stiff and allow typical integration sequences of 1 hr without any detectable displacement of the image on the detector. At worst, in the *J* band, this corresponds to a limit of $\sim 5 \text{ mas hr}^{-1}$ for the flexure budget.

In this paper, we present the COMIC infrared camera ded-

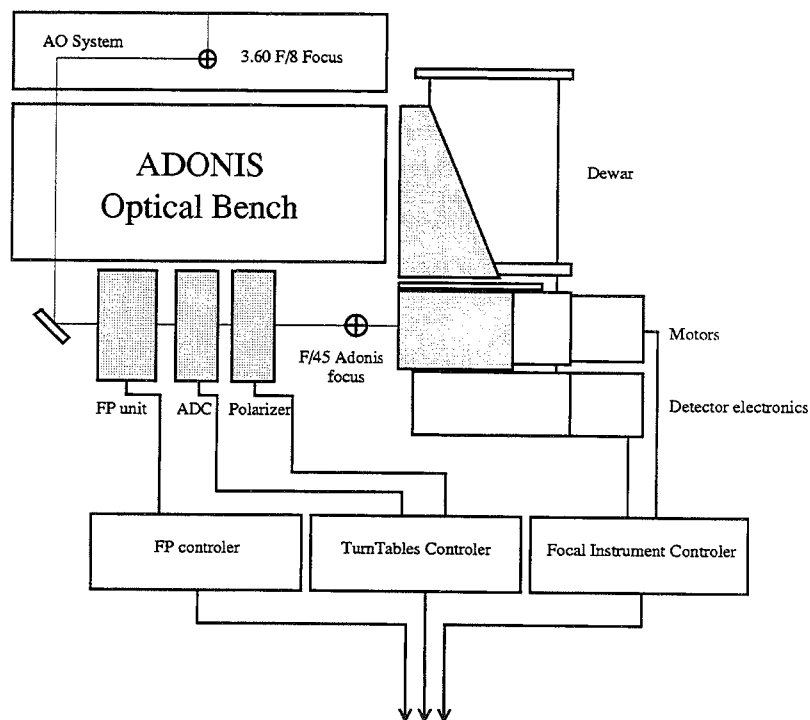


FIG. 2.—Scheme of the COMIC camera, its associated external units, and controllers

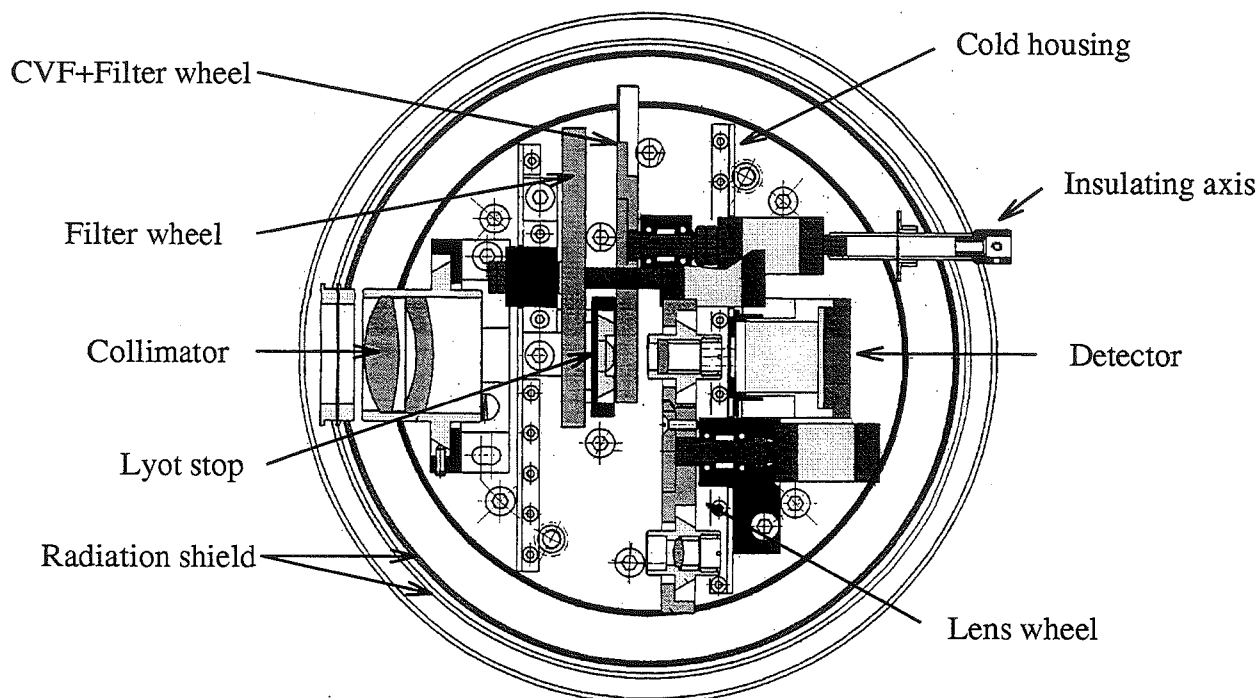


FIG. 3.—COMIC internal optics

icated to the ADONIS system. Section 2 gives a detailed description of the camera subsystems. Section 3 focuses on the detector and its associated electronics, while § 4 presents laboratory calibration results. The COMIC performances are given in § 5, and the first light run is presented in § 6.

2. THE COMIC CAMERA

The COMIC camera (Fig. 1) is mounted at the f/45 output focus of the ADONIS adaptive optics system. It consists of a liquid nitrogen Dewar, which harbors the detector, its relay optics, filters, circular variable filters (CVFs), and several magnification lenses. The detector is sensitive from 1 to 5 μm . Depending on the scientific programs, the camera can be used with two Fabry-Perot units, a polarizer, and an atmospheric dispersion corrector, which are driven by specific controllers located in the telescope Cassegrain cage (Fig. 2).

The global control of the instrument is achieved by a data

acquisition system, located in the telescope computer room, which provides the observers with a user interface through which they will configure the camera, control the data acquisition, prepare the real-time processing, or monitor the data storage.

2.1. Optical Design

The internal optics of COMIC consist of two distinct but similar optical trains, respectively optimized for the 1-2.5 and

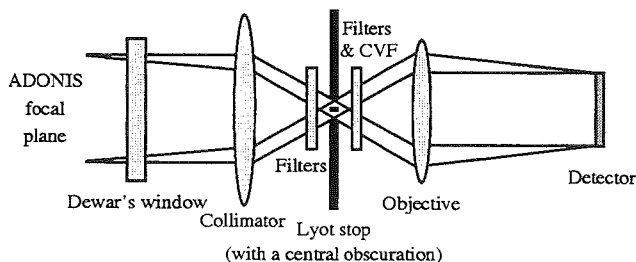


FIG. 4.—COMIC optical design

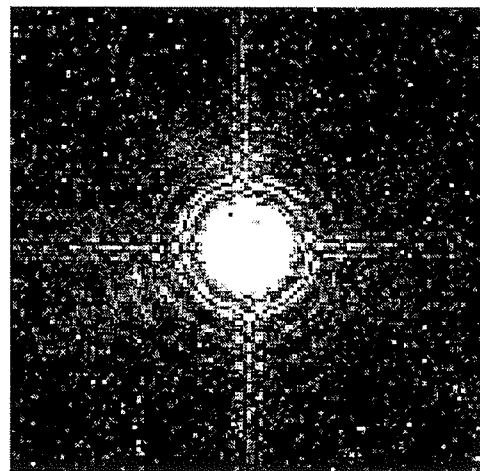


FIG. 5.—Image of a point source at $\lambda = 3.29 \mu\text{m}$ (PAH filter) using the long-wavelength objective (field of view: $12''8 \times 12''8$).

3–5 μm spectral ranges (Fig. 3). The optical scheme of COMIC is given in Figure 4. All components, except the cryostat window, are cooled down to 77 K in order to reduce the thermal emission from the optics. A collimator, just behind the Dewar window, images the ADONIS output pupil, located on a chopping mirror, onto a 1.5 mm cold Lyot stop including central obscuration and the spider arms. This small diameter allows low spectral resolution imaging with two circular variable filters ($R \sim 60$ and $R \sim 120$, respectively for the 1.35–2.52 and the 2.50–4.52 μm ranges). Two filter wheels are located close to the pupil image, bearing the two CVFs, seven standard photometric filters, and four narrowband/continuum filter doublets. Then the field is imaged onto the detector, with two possible scales, by means of two objectives, devoted respectively to the 1–2.5 and the 3–5 μm spectral ranges. Both objectives are clamped on a rotating mount that also harbors a pupil imaging lens working at any wavelength. The aim of this lens is to allow a correct alignment of the camera pupil plane with respect to the ADONIS pupil plane. The maximum wave front error is 70 nm rms for the whole optical train.

2.1.1. Lenses

The collimator, a BaF_2/LiF doublet, is achromatic on the whole 1–5 μm range. Due to the low refractive indices of both materials, it has not been antireflection coated at all. The short-wavelength objective (hereafter J limit) is made of two BaF_2 lenses, with an antireflective coating on all surfaces and a transmission greater than 98% from 1 to 3 μm . The long-wavelength objective (hereafter L limit) is made of one silicon lens, optimized from 3.5 to 5 μm (transmission greater than 98%), with an antireflective coating on both surfaces. At short wavelengths, the $0''.036 \text{ pixel}^{-1}$ scale correctly samples a J diffraction-limited image, while at longer wavelengths, the $0''.1 \text{ pixel}^{-1}$ scale correctly samples an L diffraction-limited image (Table 1).

2.1.2. Optical Quality

We present in Figure 5 an image of a point source obtained at $\lambda = 3.29 \mu\text{m}$ in the polycyclic aromatic hydrocarbon (PAH) narrowband filter. Because of the high image quality of the camera, numerous diffraction rings (up to 14) can be seen. Note that, due to the central pupil obscuration, successive rings do not have uniformly decreasing luminosity, and only some of them are easily visible (1, 2, 4, 5, 8, 9, etc.).

TABLE 1
CHARACTERISTICS OF BOTH OBJECTIVES

Objective	Plate Scale (arcsec pixel ⁻¹)	Spectral Range (μm)	Shannon Limit (μm)
J limit	0.036	1.2–3.0	1.2
L limit	0.100	3.0–5.0	3.0

TABLE 2
STREHL MEASUREMENTS OF COMIC ALONE

FILTER	J (%)	H (%)	K (%)	PAH (%)	CVF		
					1.4 μm (%)	1.9 μm (%)	2.4 μm (%)
COMIC Strehl	75	80	89	94	60	64	83

2.1.3. Intrinsic Optical Aberrations

We distinguish between the telescope optical aberrations that are corrected by the AO system and the intrinsic optical aberrations located after the dichroic beam splitter, which separates the visible wavelengths (used for the wave front analysis) from the infrared wavelengths (scientific camera). These static aberrations are due to the ADONIS optical bench optics and the internal COMIC optics. We can measure them using a reference source and thus calibrate the system. Then, applying appropriate offsets to the deformable mirror, we correct for the static aberrations. These static aberrations must be small enough so that there is still room to correct the dynamic aberrations. In other words, the sum of the static and dynamic aberrations must not exceed the capabilities of the deformable mirror. This condition was fulfilled during the technical tests.

We have measured the Strehl ratio for the COMIC camera itself (Table 2) with a white-light monomode fiber source at the Dewar input focal plane. Beyond 4 μm , too much background is present from the fiber holder and Strehl measurement is not precise.

2.1.4. Filters and CVFs

The camera is equipped with standard broadband and narrowband filters as well as two CVFs. Filters and CVFs are mounted on two separate wheels located close to the Lyot stop, in a parallel beam. The characteristics of all filters and CVFs are listed in Tables 3 and 4, respectively.

The filters have been tilted on their supports ($\sim 7^\circ$) in order to prevent internal reflections that would have led to ghosts. No ghosts are observed with the filters. The CVFs could not be tilted, and we observe a residual image with a flux of about 6% of the real image (Fig. 6).

The wheels of the filters have been deployed so that the thinnest filters (K, L', H_2, H_2 continuum, PAH, PAH continuum, $H^+_{3,3}, H^+_{3,3}$ continuum, $\text{Br}\alpha, \text{Br}\alpha$ continuum) are put before the pupil to minimize induced pupil shifts.

2.1.5. Optical Efficiency

The overall efficiency (collimator + objectives + detector) of the COMIC camera at different wavelengths is plotted in Figure 7 for each objective separately. The throughput non-uniformity is due to coatings on the objectives.

TABLE 3
COMIC BROAD- AND NARROWBAND FILTERS

Filter	λ_0 (μm)	$\Delta\lambda$ (μm)	T_{max} (%)
<i>J</i>	1.26	0.23	60
<i>H</i>	1.65	0.33	70
<i>K</i>	2.19	0.41	75
Short <i>K</i>	2.16	0.32	75
<i>L</i>	3.48	0.59	80
<i>L'</i>	3.81	0.62	80
<i>M</i>	4.83	0.59	80
H_2 <i>S</i> (1)	2.122	0.022	40
H_2 continuum	2.179	0.022	40
PAH	3.290	0.070	50
PAH continuum	3.071	0.240	60
H_3^+	3.534	0.025	40
H_3^+ continuum	3.571	0.025	40
$\text{Br}\alpha$	4.051	0.040	40
$\text{Br}\alpha$ continuum	3.775	0.440	60

2.2. Cryostat and Cryomechanisms

Since the COMIC camera is dedicated to high angular resolution astronomy, the cryostat has been designed for both support stability and flexure minimization. To provide a thermal stability all night long at the working temperature of 77 K, the COMIC cryostat has been designed as a two-tank Dewar. Unlike most other liquid cryogen cryostats, in this Dewar, both tanks are directly mounted on the vacuum shell by means of quadripods of glass-reinforced composite, ensuring both a very good stiffness and a sufficient thermal insulation. In addition, the working chamber is located very close to this support (Fig. 8).

As a consequence, the cold optical bench is never misaligned by more than 10 μm , which corresponds to 0.01" peak-to-peak on the sky, for any orientation of the Dewar. The inner tank holding time is 100 hr for a 2.7 liter liquid nitrogen capacity, and the outer tank hold time is 36 hr for a 4.7 liter liquid nitrogen capacity.

The cryostat is interfaced with the ADONIS bench through a stiff mechanical mount, featuring three translations and two rotations, as required for a correct alignment of the field and the pupil with respect to the AO bench. This mount has proven to keep the cryostat input focus at its theoretical position within a 0".02 tolerance, while the pupil was not misaligned by more than 5% of its diameter for any position of the telescope.

All cryomechanisms have fine adjustment capabilities in order to align the optics with the required accuracy. The three wheels supporting the filters, CVFs, and objectives are mounted on their supports by means of ball bearings. They are directly driven by external stepper motors (which are fixed on the outer side of the Dewar) in order to limit the internal power dissipation and to simplify the maintenance. A reliable coupling between the motors and the wheels is achieved by vacuum-tight ferrofluidic rotatory feedthroughs and insulating axles. The mechanical resolution is 125 μm for each filter wheel (2000

TABLE 4
COMIC CIRCULAR VARIABLE FILTERS

CVF	λ_0 (μm)	<i>R</i> (%)	T_{mean} (%)
1	1.35–2.52	1.6–1.7	75
2	2.50–4.52	0.8–1.0	65

steps per rotation) and 9.5 μm for the objective wheel (20,000 steps per rotation). All optical elements (except the collimator) as well as the detector itself are enclosed in a light-tight experiment chamber, avoiding light scattering.

2.3. Instrument Control

The camera hardware control is achieved by a focal instrument controller, based on a 68,000 VME board. It operates as a slave machine, remotely controlled by the acquisition computer (§ 2.4). In addition to the cryomechanisms hardware control, it also drives the detector readout electronics unit (§ 3) and performs housekeeping tasks such as temperature sensing and bias voltage monitoring.

2.4. Acquisition System: ADOCAM

The COMIC's data acquisition system, ADOCAM, is built around a VME architecture, operating a E7 Eltec's 68040 CPU board under Microware's Os/9 real-time system. Its design and implementation are very similar to the acquisition system of CIRCUS, a speckle infrared camera that the Observatoire de Paris and the Canada-France-Hawaii Telescope have operated routinely at Mauna Kea since 1987 (Lacombe et al. 1989; Gallais 1991). The main feature of the acquisition system is its fully multitasking design that provides modularity and flexibility, allowing any kind of adaptation to a new detector or a new camera. For instance, the SHARP camera (Hofmann et al. 1992) built by the Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik (Garching, Germany) is driven by ADOCAM as well as by the external units (polarimeter, Fabry-Perot, coronagraph, etc.).

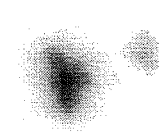


FIG. 6.—Image of an extended object with COMIC and a CVF at $\lambda = 3.29 \mu\text{m}$ (PAH wavelength). The second, fainter, object is a ghost (linear scale).

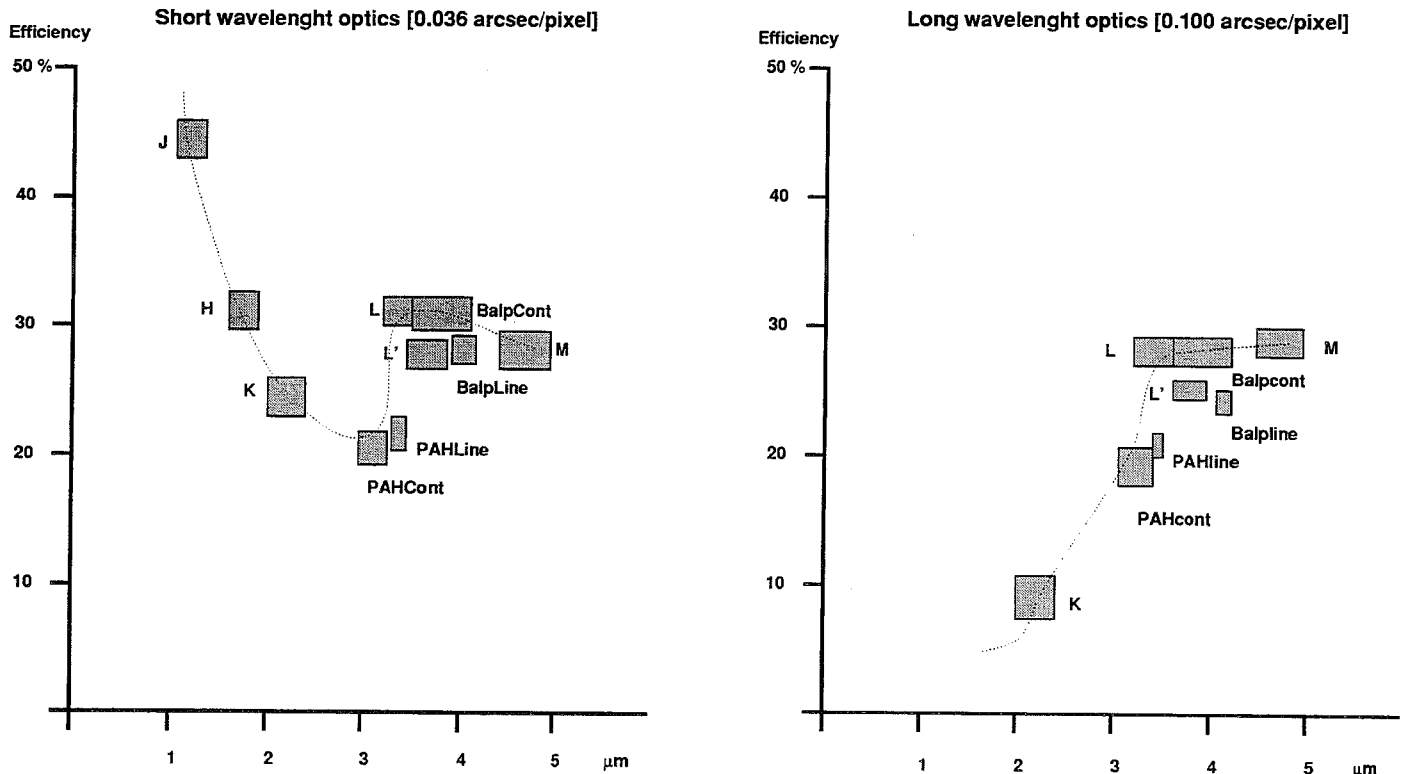


FIG. 7.—Efficiency for all filters with the short-wavelength optics (*left*) and the long-wavelength optics (*right*). The rectangles indicate the bandwidth (horizontally) and the measurement error (vertically).

The acquisition and control computer performs data acquisition, processing, and storage, offers the astronomers a user-friendly X Window interface, and gives a direct control of the cameras (optomechanics and electronics) and the bench (Fabry-Perot, coronagraph, Polarizer). This machine is located in the telescope control room together with the ADONIS workstation so that users can get control on the bench and the camera without missing information about the AO system.

The main characteristic of the acquisition system is its ability to organize sequences of observations and not only pure data acquisition. Its connections with the instruments and with the ADONIS workstation make it able to synchronize multiwavelength observations (filters, CVFs, or Fabry-Perot) with sky emission measurements (chopping) and/or field mosaicking. Once the user has edited these observing sequences, observations are carried out automatically. Saving these configurations allows one to observe several objects or a single object many times in strictly the same way. The relatively low human interaction during automatic observations is somewhat of a guarantee of fewer manipulation errors and higher data quality.

Another important characteristic of the software is its parallelism or multitasking design. Controlling the graphic display while data is being obtained or computing results while raw data are being saved is possible.

2.4.1. Quick-Look Analysis and Display

Once an image is received, real computation starts. This includes sky subtraction, dead pixel processing, flat-fielding, statistics (photometry, signal-to-noise ratio, coherence time, etc.), and shift-and-add, among others. Computation output is then sent to the color display process.

Images are displayed on a private color display (1280 \times 1024 pixels) in various ways: color image (zoom available), contour representation (zoom available), isometric three-dimensional representation (zoom available), display of one line and one column as on an oscilloscope, display of one pixel signal versus time. This leads to very high flexibility in the machine/human interaction and to an optimum use of the observing time.

3. THE DETECTOR AND ITS ASSOCIATED ELECTRONICS

3.1. Detector Characteristics

This detector has been extensively described in a previous paper (Feautrier et al. 1994). The COMIC detector is a 128 \times 128 HgCdTe photovoltaic focal plane array built by the French manufacturer LETI/LIR in Grenoble. It covers the 1–5 μm spectral range but is more particularly suited for the

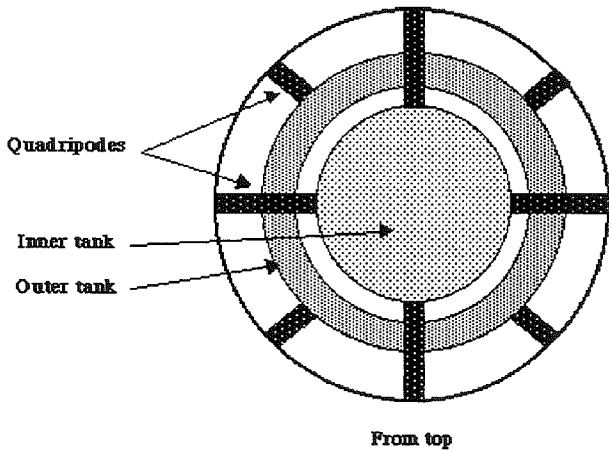
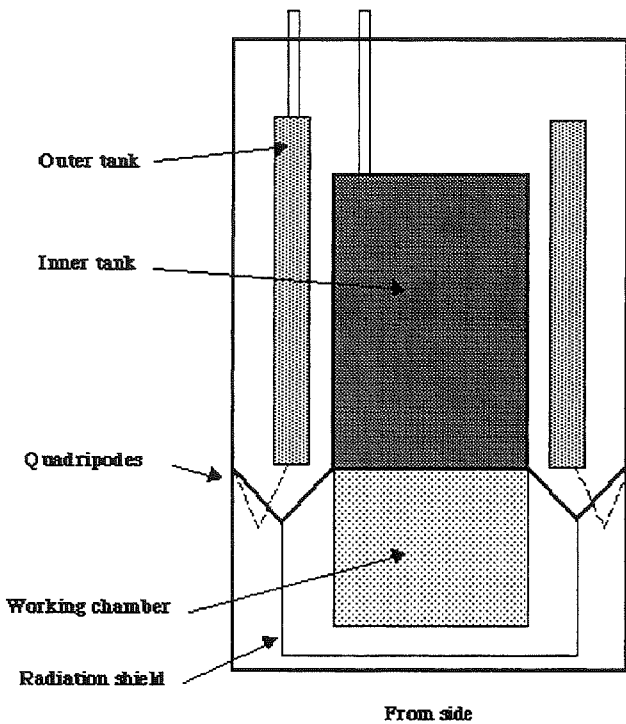


FIG. 8.—COMIC Dewar concept

TABLE 5
MAIN CHARACTERISTICS OF THE COMIC
DETECTOR

Characteristic	Description
Manufacturer	LETI/LIR (Grenoble)
Number of pixels	128 × 128
Detection material	HgCdTe
Pixel pitch	50 μm
Filling factor	74%
Cut-off wavelength	5 μm

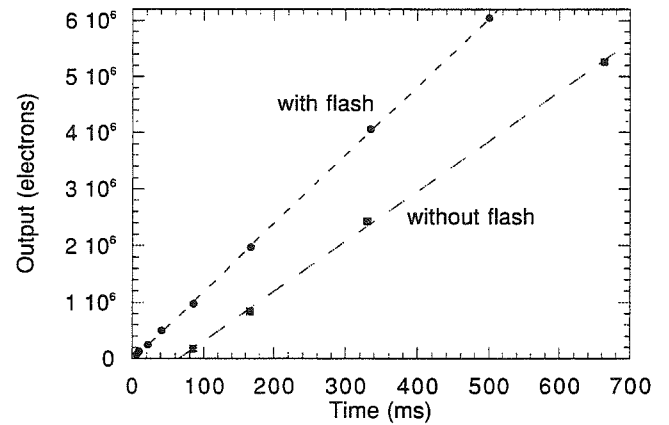


FIG. 9.—Comparison of output with flash and without flash

3-5 μm range. The readout circuitry is a 128 × 128 silicon multiplexer array with one output. The 128 parallel registers are four-phase surface channel CCDs multiplexed by a serial four-phase buried channel CCD. The HgCdTe input diodes are connected to the readout circuit by indium bumps, and the input stages include an antiblooming function. The main characteristics of the COMIC detector are summarized in Table 5.

3.2. Control and Readout Electronics Description

The different functions of these electronics are implemented on six standard "Europe" boards. The boards are integrated in a rack mounted directly onto the Dewar in order to avoid long cables. The detector electronics are designed to provide the following functions:

1. Generation of the detector bias voltages and clocks;
2. Analog-correlated double sampling to filter out the high-

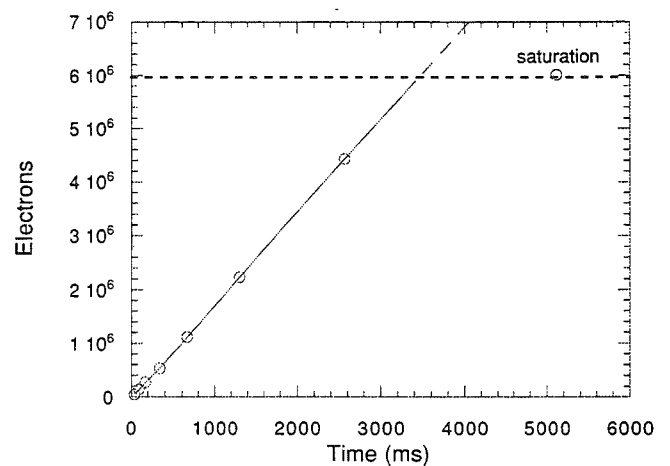


FIG. 10.—Linearity vs. integration time. The saturation level is reached above 6 × 10⁶ electrons.

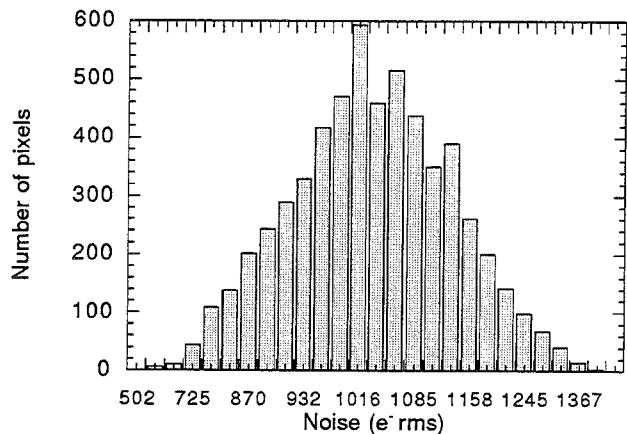


FIG. 11.—Spatial distribution of the global readout noise

frequency noise as well as the low-frequency drift of the CCD output;

3. 16 bit A/D conversion on the same board as the correlated double sampling (the atmospheric dispersion corrector is one of the bottleneck of the readout system, and its maximum pixel rate is of the order of $540,000 \text{ samples s}^{-1}$);

4. Serialization and coding of the digitized data to allow transmission through an optical fiber to the data acquisition system located in the telescope control room at a distance of about 40 m;

5. RS232 dialog with the main control system to allow local control and remote commands (integration time setting, voltage bias measurements).

4. CALIBRATION RESULTS

The preliminary performances in terms of readout noise, quantum efficiency, dark current, linearity response, and spatial homogeneity of an engineering model of the LIR detector were measured at Observatoire de Grenoble and at LETI-LIR using a laboratory test bench. All of these results have been reported in a previous paper (Feautrier et al. 1994). Results concerning the science-grade detector, measured in the camera cryostat at Observatoire de Paris, are reported below. The COMIC + ADONIS imaging performance is presented in § 5.

4.1. Dark Current

Adaptive optics cancels the atmospheric phase boiling and allows long integration times. Below $2 \mu\text{m}$, due to the reduced thermal emission of the sky and the telescope and due to the spatial dilution of the focal plate scale, the sky background is very low and the dark current becomes one of the main concerns for any detector sensitive in the whole $1\text{--}5 \mu\text{m}$ range. We have measured the detector dark current in the final astronomical Dewar with every potential background source baffled. At 77 K, the average dark current is $2000 \text{ electrons s}^{-1}$. Under

low background conditions, the camera is dark-current limited to integration times of about 30 minutes. When used in the $3\text{--}5 \mu\text{m}$ range, the COMIC camera is fully sky-background limited.

4.2. Linearity

We have evidence of a threshold effect at low illumination (Fig. 9). To cancel this effect, we use two diodes to flash the detector during the first $160 \mu\text{s}$ of the integration time. This flash injects a constant number of charges (800,000), therefore adding about 900 supplementary noise electrons. When used in the $3\text{--}5 \mu\text{m}$ range, this readout noise is negligible compared to the sky background noise.

Then, the overall response curve of the detector versus the integration time is linear (Fig. 10) until a saturation level of about 6×10^6 electrons.

4.3. Readout Noise

After integration in the final astronomical Dewar, preliminary measurements showed a readout noise of 570 electrons rms. When flashing the detector, the global readout noise reaches ~ 1000 electrons rms (Fig. 11). This readout noise is dominated at long wavelengths ($\lambda > 3 \mu\text{m}$) with broadband filters by the background photon noise (which is greater than 2000 electrons rms).

4.4. Crosstalk

In such a device, the crosstalk between pixels is mainly due to the transfer inefficiency in the serial shift register of the readout CCD. It can be drastically reduced when using appropriate leading and trailing edges for the CCD clocks. After optimization, the averaged serial and parallel crosstalks from one pixel to another have been showed to be less than 1% at 77 K. Therefore, this effect will not degrade significantly the detector performances.

4.5. Quantum Efficiency

The relative detector response has been determined at LETI-LIR. It corresponds to a quantum efficiency of $\sim 60\%$, roughly constant over the $1\text{--}5 \mu\text{m}$ range.

5. PERFORMANCES OF COMIC

The performance of COMIC is strongly linked to the ADONIS AO system imaging capabilities in the thermal infrared. The AO system was designed to image in the near-infrared, from 1 to $2.5 \mu\text{m}$. Subsequently, the COMIC camera was added to extend the AO scientific output (from 3 to $5 \mu\text{m}$). But the ADONIS external optics are not cooled, so that there is a thermal background that limits the integration time.

The performance of the COMIC/ADONIS combination should thus be evaluated in terms of both the limiting magnitude and the high angular resolution obtained. In these terms,

this combination produces the best performance for 4 m class telescopes in the 3–5 μm range.

Our method for deriving the imaging performances for a high angular resolution camera separates the various contributions to detectivity loss found in the laboratory and real observing conditions. We chose to estimate the image quality after application of the AO correction by a measure of the Strehl ratio, since this approach can be transferred to any other case, where, for instance, expected seeing values will replace expected Strehl ratios.

5.1. Observations

The first COMIC observing run took place at La Silla observatory in 1995 November. During this technical run, sets of photometrical standard stars were observed in the 1–5 μm spectral range to derive the instrument performances.

Considering the detector characteristics, we adjusted the integration time per frame so that observations could be background-noise limited (BLIP conditions) whenever possible, i.e., at long wavelengths. Knowing that at short wavelengths the detector readout noise would be the limiting noise source, we increased the integration time to 30 s. Since we are limited by readout noise, we had to increase the exposure time, rather than averaging images, in order to increase the signal-to-noise ratio (S/N). In order, however, to detect any possible fluctuations in the AO correction, we could not use too long of an exposure time. The choice of exposure time was thus a compromise between these two constraints.

To accurately trace background fluctuations at all wavelengths, we used a chopping method of observations. This method alternates between observations of the object and observations of the background. In order to accomplish this, we use a so-called ONOFF mirror located on the ADONIS imaging channel. This mirror selects a field of view of $12''.8 \times 12''.8$ (with the high wavelength objective) from within a total field of $30'' \times 30''$.

During our study, we chose a three-positions chopping pattern, consisting in one on-the-object position flanked by two symmetrical off-the-object positions. This three-positions chopping technique is known to be, in infrared photometry, one of the most efficient to derive a correct estimate of the instrument or sky background whenever no guarantee can be made to ensure a total background homogeneity, as was the case for this first observing run with ADONIS in the thermal domain.

From the analysis of these data we can then derive instrument

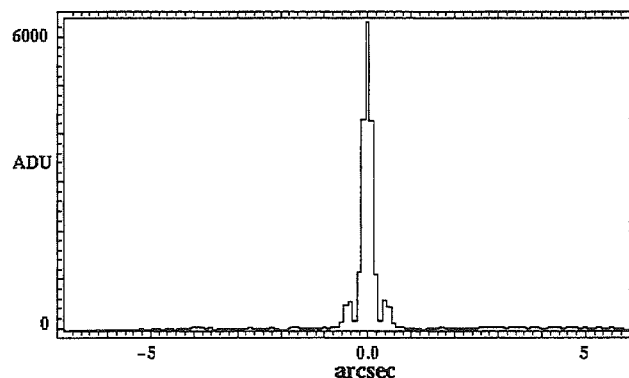


FIG. 12.—Cut of the bright star HR 8720 in the *M* band with ADONIS and COMIC. The Strehl ratio is 61% for an integration time of 0.5 s.

metrics, such as Strehl ratio, FWHM, conversion factor (zero point), or limiting magnitude, without making any assumption about the type of limiting residual noise, be it readout noise, background photon noise, or background macroscopic but spatially uncorrelated noise.

5.2. Deriving the Performance

At short wavelengths, the readout noise dominates the background noise. In that case, we increase the detector integration time as much as possible before adding pictures. At long wavelengths, we observe under background-limited performances (BLIP), and the S/N increases as $n^{1/2}$, where n is the total number of observed frames. A detailed calculation has been presented in Marco, Lacombe, & Bonaccini (1996) and can be found also in Marco (1997).

We present in Table 6 the observed limiting magnitude for two kinds of sources, unresolved and extended, under realistic observing conditions for an equivalent integration time of 900 s and an S/N equal to 5.

6. PRELIMINARY RESULTS

6.1. First Light on COMIC

Figure 12 clearly demonstrates the excellent imaging quality of ADONIS with the COMIC camera on the star HR 8720: the value of the Strehl ratio is up to 60% and the diffraction

TABLE 6
LIMITING MAGNITUDES

Band	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>L'</i>	<i>M</i>
Angular resolution (arcsec)	0.09	0.12	0.15	0.24	0.27	0.34
Extended object (mag arcsec ⁻²)	9.3	9.4	9.0	8.6	8.2	6.3
Unresolved object (mag)	13.0	12.5	11.8	10.7	10.1	7.7

NOTE.—Calculated for S/N = 5, $T_{\text{eq}} = 900$ s.

TABLE 7
SUMMARY OF COMIC CALIBRATION MEASUREMENTS

Characteristic	Value
Number of pixels	128 × 128
Detection material	HgCdTe
Pixel pitch	50 μm
Filling factor	74%
Cutoff wavelength	5 μm
Frame readout time	40 ms
Storage capacity	6 × 10 ⁶ electrons
Total readout noise at 410 kHz	1000 electrons rms
Quantum efficiency (1–5 μm)	60%
Dark current at 77 K	2000 electrons s ⁻¹
Crosstalk pixel/pixel	1%

limit is achieved, in the M band, under average seeing conditions (not better than 1".5).

6.2. Pre–Main-Sequence Binary Stars

Figure 13 shows the L band image of a pre–main-sequence (PMS) binary, together with the reference point-spread function (PSF) star, obtained with COMIC in 1996 May (Monin, Geofray, & Ménard 1997). The images have been flat-fielded and corrected for bad pixels, but no deconvolution has been applied. Although the image correction is not complete, two diffraction rings are clearly visible on the image and on the PSF reference star. The L magnitudes of the binary components are 7.1 and 8.2, respectively, and the separation is 0".5. The observations have been obtained with an individual frame integration time of 1 s.

We have compared the noise on the background of the images with the amplitude of the signal on the star, and from these first observations, we can conservatively conclude that COMIC can detect an $L = 11$ star in 1 s with an S/N of 1. If we scale the results of table to 1 s/1 σ , the limiting L -band magnitude should be $L = 11.9$. Those two estimations are thus very consistent.

7. CONCLUSIONS

We have developed an infrared high angular resolution camera to be used on the ADONIS adaptive optics system. The preliminary laboratory results, summarized in Table 7, demonstrate that this camera is well suited for imaging with adaptive optics in the 3–5 μm spectral range, where its performance is sky-background limited. New software, including real-time facilities such as shift-and-add, dead pixel removal, sky subtraction and flat fielding, statistics (S/N, histogram, diaphragm photometry), three-dimensional view, zoom, one pixel versus time, batch sequences, and automatic logbook, allows evaluation and improvements in real time of the scientific output of observations.

The performance of the COMIC camera, as measured during the qualification tests in Grenoble and Meudon, then during the technical run in 1995 November, shows that this camera, in conjunction with the AO system ADONIS, is fully adapted to imaging operation in the 3–5 μm spectral band. The large dynamic range of the detector (with a low dark current) allows long exposure time imaging at all wavelengths, which is made possible by the improvements in image quality provided by the AO system. We achieved diffraction-limited performances on a 3.6 m telescope in the 1–5 μm observation band, thus giving an angular resolution ranging from 0.09" (J band) to 0.34" (M band). The COMIC camera has been fully operational on ADONIS since 1996 March.

We thank Pierre Léna, who initiated this project, and Daniel Amingual and the LETI-LIR staff for their constant support. This project was carried out under ESO contract 38082/ESO/TEL/92/7040/GWI. It also received financial support from the Ministère de la Recherche et de l'Enseignement Supérieur, from the Centre National de la Recherche Scientifique (URA 264 and UMR 5571), and from the Direction des Recherches, Etudes et Techniques (contract 94-1056/A000/DRET/DS/SR). H. G. acknowledges partial financial support from SOFRADIR. We also thank Antony Seward for his fruitful comments on this paper and David Le Mignant and Franck Marchis for operating COMIC.

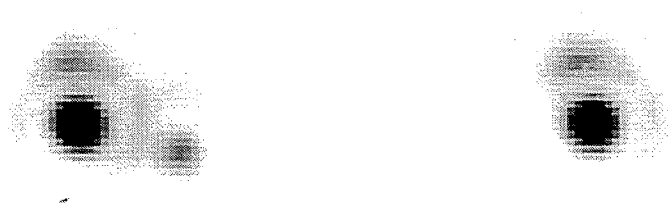


FIG. 13.—First COMIC L -band (3.5 μm) image of a PMS binary (*left*) together with its associated PSF reference star (*right*). The binary separation is 0".5, and the FWHM is 0".24 (diffraction limit).

REFERENCES

- Beuzit J. L. 1994, Ph.D. thesis, Univ. Paris 6
Beuzit, J. L., et al. 1997, *Exp. Astron.*, 7, 285
Beuzit J. L., et al. 1994, *Proc. SPIE*, 2201, 955
Demailly, L., Gendron, E., Beuzit, J. L., Lacombe, F., & Hubin, N. 1994, *Proc. SPIE*, 2201, 867
Feautrier, P., Geoffray, H., Petmezakis, P., Monin, J. L., Le Coarer, E., & Audaire, L. 1994, *Proc. SPIE*, 2268, 386
Gallais, P. 1991, Ph.D. thesis, Univ. Paris 7
Hubin, N., Rousset, G., Beuzit, J. L., Boyer, C., & Richar, J. C. 1993, *Messenger*, 71, 50
Hofmann, R., et al. 1992, in *Progress in Telescope and Instrumentation Technologies*, ed. M.-H. Ulrich (Garching: ESO), 687
Lacombe, F., Tiphène, D., Rouan, D., Léna, P., & Combes, M. 1989, *A&A*, 215, 211
Léna, P. 1994, *Proc. SPIE*, 2201, 1099
———. 1995, in *Science with the VLT*, ed. J. R. Walsh & J. Danziger (Berlin: Springer)
Marco, O. 1997, Ph.D. thesis, Univ. Paris 6
Marco, O., Lacombe, F., & Bonaccini, D. 1996, *Messenger*, 85, 39
Monin, J. L., Geoffray, H., & Ménard F. 1997, in *IAU Symp. 182, Herbig-Haro Flows and the Birth of Low-Mass Stars*, ed. J. Provost & F.-X. Schmieder (Dordrecht: Kluwer), 230
Rigaut, F., et al. 1991, *A&A*, 250, 280
Rousset, G., et al. 1994, *Proc. SPIE*, 2201, 1088
Stecklum, B. 1998, *Proc. SPIE*, in press

Résumé

Ce travail de thèse concerne le suivi d'une caméra infrarouge sensible dans la gamme 1-5 μm (COMIC), depuis la caractérisation en laboratoire de la mosaïque de détecteurs, jusqu'à son utilisation dans le cadre d'observations astronomiques, sur le système d'Optique Adaptative ADONIS au télescope de 3.60 m de l'Observatoire Européen Austral (ESO), au Chili. Ce manuscrit comporte trois parties qui suivent l'enchaînement chronologique "naturel" de l'étude, dans des lieux de travail différents.

La première partie concerne la mosaïque de détecteurs COMIC (IRCCD 128X128 HgCdTe), en commençant par sa caractérisation en laboratoire, pour finir par sa mise en opération sous télescope, au sein de la caméra COMIC. Elle s'est d'abord déroulée au sein du Laboratoire Infrarouge (LETI/DOPT/CEA-Grenoble), puis à l'ESO, au Chili.

La deuxième partie traite des spécificités de l'observation infrarouge avec un instrument d'Optique Adaptative. Cette partie est le résultat de l'expérience acquise au cours d'un long séjour à l'ESO. Elle unit le point de vue technique de la première partie à celui de l'astronome utilisateur.

Enfin, une illustration du potentiel de l'instrument (COMIC+ADONIS) est donnée en troisième partie dans le cadre d'un programme astronomique bien défini : l'étude de la matière circumstellaire dans des systèmes binaires pré-Séquence Principale. Cette dernière étude a été menée à l'Observatoire de Grenoble.