



**HAL**  
open science

# Conception et réalisation d'une camera astronomique basée sur un détecteur infrarouge bidimensionnel : résultats astrophysiques

Jean-Louis Monin

► **To cite this version:**

Jean-Louis Monin. Conception et réalisation d'une camera astronomique basée sur un détecteur infrarouge bidimensionnel : résultats astrophysiques. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1987. Français. NNT : . tel-00725260

**HAL Id: tel-00725260**

**<https://theses.hal.science/tel-00725260>**

Submitted on 24 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.

THESE DE DOCTORAT  
DE  
L'UNIVERSITE PARIS VII

specialite: ASTRONOMIE ET TECHNIQUES SPATIALES

mention: ASTROPHYSIQUE

CONCEPTION ET REALISATION  
D'UNE CAMERA ASTRONOMIQUE  
BASEE SUR  
UN DETECTEUR INFRAROUGE BIDIMENSIONNEL.  
RESULTATS ASTROPHYSIQUES

Jean-Louis MONIN

Soutenu le 19 Mars 1987 devant la commission composee de:

M P. LENA            President

M L. AUDAIRE

M J. HERAULT

M A. OMONT

M F. SIBILLE

A Marie des Neiges et Anouchka,  
pour la *patience*  
et sans lesquelles...

Merci à François Sibille, pour son aide et sa disponibilité tout au long de ce travail. Lorsque j'ai abordé l'imagerie infrarouge, j'en ignorai les tenants et les aboutissants, et il m'a beaucoup appris. Je voudrais simplement dire ici le plaisir que j'ai eu à travailler avec lui.

Merci à Alain Omont, de m'avoir accueilli dans son laboratoire. Ses conseils et suggestions m'ont guidé et m'ont permis d'élargir ma vision de la recherche en Astrophysique.

Merci à Pierre Léna, qui fut à l'origine de mon orientation vers l'imagerie infrarouge. Sa présence discrète mais attentive, au cours de ces trois années m'a été précieuse. J'apprécie particulièrement qu'il ait accepté de présider ce Jury de Thèse.

Merci également à Luc Audaire, ainsi qu'à tous les membres du Laboratoire InfraRouge du LETI. A lui particulièrement, à eux tous, je dois d'avoir pu utiliser l'IRCCD avec une grande liberté, ce qui n'a pas de prix dans un travail comme celui-ci.

Le fait de travailler en temps partagé entre l'Observatoire de Grenoble et l'Observatoire de Lyon, aurait pu aboutir à ce que je ne m'intègre dans aucun des deux. C'est vrai que j'ai passé du temps dans ma voiture mais aujourd'hui, je veux remercier tous les membres de ces deux groupes, pour leur accueil, et notamment Stéphane Guilloteau et Alain Castets qui a partagé son poste de téléphone, à Grenoble, et Philippe Merlin et Jean-Marie Mariotti, pour de

précieuses discussions à Lyon. Merci à tous les techniciens de l'Observatoire de Lyon, pour le travail qu'ils ont accompli sur le "vilain prototype".

Je remercie également le personnel de l'observatoire de Haute Provence, de jour comme de nuit, pour l'assistance apportée durant les missions d'observation de la caméra.

Des remerciements spéciaux à Panayoti Petmezakis (Bravo, "Pet"), grâce à qui le traitement en temps réel des images infrarouges 32x32 est une réalité.

Merci énormément à Isabelle Vauglin, à qui ce travail doit beaucoup, qui m'a "supporté" pendant deux ans, et qui m'a démontré qu'on *peut* utiliser un ordinateur HP1000.

Nombreuses sont les personnes qui, de près où de loin, ont contribué à ce travail et en particulier, l'équipe infrarouge de l'Observatoire de Meudon à qui je dois également beaucoup.

Je voudrais enfin remercier la DRET, qui nous a permis d'utiliser l'IRCCD 32x32, et qui m'a accordé un financement grâce auquel ce travail a pu être mené à bien.

## TABLE DES MATIERES

### CHAPITRE I

#### SIGNAL INFRAROUGE ET IMAGERIE

I.I	INTRODUCTION . . . . .	I-1
I.II	IMAGE ET FREQUENCE SPATIALE . . . . .	I-2
I.III	EMISSION THERMIQUE ET CORPS NOIR . . . . .	I-3
I.IV	SOURCE CLASSIQUE ET SOURCE QUANTIQUE. . . . .	I-3
I.V	APPROCHE STATISTIQUE DU CORPS NOIR. . . . .	I-4
I.VI	BRUIT DE FOND AMBIANT . . . . .	I-6
I.VII	GENERATION ET PROPAGATION DU BRUIT . . . . .	I-8
I.VII.1	Rendement quantique équivalent . . . . .	I-8
I.VII.2	Rendement quantique. . . . .	I-9
I.VII.3	Courbe de réponse du détecteur. . . . .	I-10
I.VII.4	Courant d'obscurité et température de fonctionnement . . . . .	I-12
I.VII.5	Puissance minimum détectable . . . . .	I-13
I.VIII	CAS D'UN DETECTEUR MULTICANAL . . . . .	I-14
I.VIII.1	Echantillonnage . . . . .	I-15
I.VIII.2	Bruit de phase . . . . .	I-20
I.VIII.2.a	Domaine Des Frequences . . . . .	I-20
I.VIII.2.b	Domaine Spatial . . . . .	I-22
I.VIII.3	Diaphonie et diaphotie . . . . .	I-25
I.VIII.4	Fonction de transfert de modulation . . . . .	I-26
I.VIII.5	Conclusion: choix de l'échelle focale . . . . .	I-29

## CHAPITRE 2

### RAPPELS DE PHYSIQUE DU SOLIDE

II.I	INTRODUCTION . . . . .	II-1
II.II	STRUCTURE EN BANDE . . . . .	II-2
II.III	SEMI CONDUCTEUR DOPE . . . . .	II-5
II.III.1	Composés simples . . . . .	II-5
II.III.2	Composés multiples . . . . .	II-7
II.IV	DETECTEUR PHOTOCONDUCTEUR. . . . .	II-8
II.V	DETECTEUR PHOTOVOLTAIQUE . . . . .	II-9
II.VI	RENDEMENT QUANTIQUE ET REPONSE SPECTRALE . .	II-9
II.VI.1	Réponse en courant . . . . .	II-9
II.VII	ACCUMULATION, STOCKAGE ET LECTURE DES ELECTRONS DETECTES . . . . .	II-12
II.VII.1	Capacité MIS. . . . .	II-12
II.VII.2	Accumulation et lecture des charges . . . .	II-14
II.VII.3	Autres systèmes de lecture . . . . .	II-16

## CHAPITRE 3

### LA CAMERA IRCCD 32 X 32

III.I	INTRODUCTION . . . . .	III-1
III.II	LE DETECTEUR IRCCD 32 X 32 . . . . .	III-5
III.II.1	La mosaïque de diodes . . . . .	III-6
III.II.2	La mosaïque d'interface et de stockage . . . . .	III-8
III.II.3	La mosaïque de lecture . . . . .	III-11
III.II.4	Etage de sortie du CCD . . . . .	III-14
III.III	UN PEU D'HISTOIRE... . . . .	III-16
III.IV	MONTAGE CRYOGENIQUE . . . . .	III-17
III.IV.1	Description . . . . .	III-17
III.IV.2	Etage froid . . . . .	III-20
III.V	FONCTIONNEMENT DU DETECTEUR ET COMMANDES ASSOCIEES . . . . .	III-22
III.V.1	Point élémentaire . . . . .	III-22
III.V.2	Transfert des charges et partition . . . . .	III-26
III.V.3	Circuit de lecture . . . . .	III-27
III.V.4	Etage de sortie . . . . .	III-29
III.VI	POLARISATIONS ET HORLOGES . . . . .	III-32
III.VI.1	Présentation . . . . .	III-32
III.VI.2	Cadences de fonctionnement . . . . .	III-33
III.VII	Diagramme des temps et mode de fonctionnement . . . . .	III-33
III.VIII	PREMIERE LUMIERE . . . . .	III-37
III.IX	CONCLUSION . . . . .	III-39
III.X	SECONDE CONCEPTION . . . . .	III-40
III.XI	CONTRAINTES LIEES A L'OBSERVATION INFRAROUGE . . . . .	III-40
III.XI.1	Signal utile et signal parasite . . . . .	III-41
III.XI.2	Restitution du signal . . . . .	III-42
III.XII	OPTIQUE FROIDE . . . . .	III-45
III.XIII	ADAPTATION MECANIQUE . . . . .	III-47
III.XIV	ELECTRONIQUE DE LECTURE . . . . .	III-48
III.XIV.1	Etage de prétraitement TMS . . . . .	III-49
III.XIV.2	Fonctionnement . . . . .	III-50
III.XV	TRANSMISSION DES DONNEES . . . . .	III-51
III.XVI	VISUALISATION TEMPS REEL . . . . .	III-51
III.XVII	ACQUISITION ET STOCKAGE DES DONNEES . . . . .	III-52

## CHAPITRE 4

### CARACTERISATION DU DETECTEUR

IV. I	INTRODUCTION . . . . .	IV-1
IV. II	INSTRUMENTATION ET METHODES DE MESURE . . . . .	IV-3
IV. III	GAIN DE LA CHAINE DE LECTURE . . . . .	IV-6
IV. IV	COURBE DE REPONSE . . . . .	IV-11
IV. IV. 1	Détermination . . . . .	IV-11
IV. IV. 2	Saturation . . . . .	IV-20
IV. IV. 3	Réciprocité . . . . .	IV-22
IV. IV. 4	Conclusion . . . . .	IV-24
IV. V	STABILITE . . . . .	IV-24
IV. V. 1	Stabilité à court terme . . . . .	IV-25
IV. V. 2	Stabilité à long terme . . . . .	IV-26
IV. V. 3	Stabilité à très long terme . . . . .	IV-28
IV. VI	FACTEUR DE REMPLISSAGE . . . . .	IV-29
IV. VII	RENDEMENT QUANTIQUE . . . . .	IV-31
IV. VII. 1	Mesure . . . . .	IV-31
IV. VII. 2	Répartition . . . . .	IV-34
IV. VIII	COURANT D'OBSCURITE . . . . .	IV-35
IV. VIII. 1	Silicium . . . . .	IV-36
IV. VIII. 2	HgCdTe . . . . .	IV-36
IV. VIII. 3	Variation de Iobs avec la température . . . . .	IV-39
IV. VIII. 4	Electroluminescence ou élévation de température? . . . . .	IV-41
IV. VIII. 5	Conclusion . . . . .	IV-43
IV. IX	ETUDE DU BRUIT . . . . .	IV-43
IV. IX. 1	Introduction . . . . .	IV-43
IV. IX. 1. a	Bruit de signal . . . . .	IV-44
IV. IX. 1. b	Bruit de lecture . . . . .	IV-45
IV. IX. 2	Mesure . . . . .	IV-48
IV. X	CALCUL DU NEP, INFLUENCE DE LA PARTITION . . . . .	IV-52
IV. X. 1	Observations limitées par le bruit de signal . . . . .	IV-53
IV. X. 2	Observations limitées par le bruit de lecture . . . . .	IV-53
IV. X. 3	Dynamique . . . . .	IV-54
IV. X. 4	Lecture sans partition . . . . .	IV-54
IV. X. 5	Performances . . . . .	IV-55
IV. X. 6	Conclusion . . . . .	IV-56
IV. XI	ETUDE DE LA DIAPHONIE . . . . .	IV-57
IV. XI. 1	Inefficacité de transfert . . . . .	IV-57
IV. XI. 2	Mesures . . . . .	IV-58
IV. XII	CONCLUSION . . . . .	IV-62

## CHAPITRE 5

### MESURES ET CALIBRATIONS SUR TELESCOPE

V.I	INTRODUCTION . . . . .	V-1
V.II	REPRISE DIRECTE PAR MIROIR PLAN . . . . .	V-2
V.II.1	Description . . . . .	V-2
V.II.2	Alignement et réglage . . . . .	V-4
V.II.3	Importance de la position pupillaire . . . . .	V-5
V.III	MONTAGE AVEC MODULATEUR. . . . .	V-5
V.III.1	Description . . . . .	V-5
V.III.2	Alignement et réglage . . . . .	V-7
V.IV	MODE OPERATOIRE ET CALIBRATIONS . . . . .	V-10
V.IV.1	Introduction . . . . .	V-10
V.IV.2	Echelle focale . . . . .	V-10
V.IV.3	Etude de la diaphonie . . . . .	V-12
V.IV.4	Resolution spatiale . . . . .	V-15
V.IV.5	Correction de champ plat . . . . .	V-17
V.V	MODULATION . . . . .	V-20
V.V.1	Système utilisé . . . . .	V-20
V.V.2	Fréquence . . . . .	V-21
V.V.3	Amplitude . . . . .	V-23
V.V.4	Direction . . . . .	V-25
V.V.5	Emissivité différentielle . . . . .	V-26
V.VI	DOUBLE MODULATION . . . . .	V-29
V.VI.1	Modulation et dépointage . . . . .	V-29
V.VI.2	Permutation de faisceaux . . . . .	V-29
V.VI.3	Mesures . . . . .	V-31
V.VI.3.a	Modulation lente . . . . .	V-31
V.VI.3.b	Etude comparée . . . . .	V-35
V.VII	PERFORMANCES MESUREES . . . . .	V-39
V.VII.1	Modulation lente . . . . .	V-40
V.VII.2	Double modulation . . . . .	V-40
V.VII.3	Conclusion . . . . .	V-41
V.VIII	BANDE PASSANTE DE L'ACQUISITION NUMERIQUE . . . . .	V-44

## CHAPITRE 6

### PREMIERS RESULTATS

VI.I	INTRODUCTION . . . . .	VI-1
VI.I.1	Observations . . . . .	VI-1
VI.I.2	Le logiciel: CHAMPO et GILDAS . . . . .	VI-3
VI.II	AMAS DE SOURCES INFRAROUGES DANS ORION . . . . .	VI-4
VI.II.1	Introduction . . . . .	VI-4
VI.II.2	Observations . . . . .	VI-4
VI.III	NEBULEUSE PAR REFLEXION DANS CEPHEUS-A . . . . .	VI-9
VI.III.1	Introduction . . . . .	VI-9
VI.III.2	Observations . . . . .	VI-10
VI.III.3	Traitement . . . . .	VI-12
VI.III.4	Mesures . . . . .	VI-16
VI.III.5	Discussion . . . . .	VI-19
VI.IV	CONCLUSION . . . . .	VI-22

### CONCLUSION GENERALE

APPENDICE A: Modélisation du bruit de phase

APPENDICE B: Etude du NEP en fonction de la partition

APPENDICE C: Valeurs des Flux correspondant aux magnitudes zéro

APPENDICE D: "A New Infrared Camera for the 2-5  $\mu\text{m}$  range" (A & A 172, 368)

### REFERENCES

DIEU, SHAKESPEARE ET MOI  
Pour en finir une bonne fois pour toutes  
avec l'imagerie infrarouge

d'après Woody Allen, OPUS let2 (*Without Feathers*).  
Solar ed, 1975

## AVANT - PROPOS

Alors que l'imagerie visible dispose de récepteurs bidimensionnels depuis près de 15 ans, l'"imagerie" infrarouge s'effectue encore aujourd'hui dans la plupart des cas à l'aide de monodétecteurs qui "balayent" le ciel pour en extraire l'information point par point.

Il semble cependant que cette époque soit révolue. Dans de nombreux pays du monde, des équipes de chercheurs et d'astronomes travaillent sur des dispositifs infrarouges bidimensionnels, dont la taille atteint parfois 64x64 points élémentaires (Pels), avec des performances par pel qui n'ont plus grand chose à envier à celles des monodétecteurs. Si on se souvient que T. FAUCONNIER publiait en 1983 sa thèse de Doctorat sur l'utilisation d'un CCD visible 100x100, on réalise que la performance des imageurs du visible est à la portée des dispositifs infrarouges.

En ce qui concerne les équipes Françaises, les premiers essais en imagerie infrarouge ont porté sur un dispositif CID 32x32, construit par General Electric (Sibille et Stefanovitch, 1981), qui a été appliqué à l'interférométrie des tavelures bidimensionnelle (Broguières, 1982).

Une mosaïque CID 8x8, construite par la SAT (Société Anonyme des télécommunications), a été utilisée pour la première fois à l'Observatoire du Pic du Midi et de Toulouse (OPMT) par l'équipe "infrarouge" de l'Observatoire de Meudon en Mai 1984. Ce même dispositif a été ensuite utilisé avec succès par F. LACOMBE à l'ESO, en 1986 (Lacombe, 1986), pour une cartographie du Centre Galactique à 2.2 et 3.6  $\mu\text{m}$  (Lacombe, Léna et Rouan, 1987). Le bruit de lecture était de l'ordre de 1600 électrons (Lacombe, 1986).

Dans le même temps était développée à l'Observatoire de Meudon le prototype de la caméra CIRCUS (Caméra InfraRouge Consacrée à l'Utilisation au Sol), basée sur une autre mosaïque CID, au format 32x32, et qui devrait être opérationnelle en 1987 pour être utilisée par la communauté astronomique nationale.

La grande nouveauté de ces détecteurs infrarouges, alliée à leur grande diversité, a amené les astronomes à développer

différents systèmes d'imagerie. Un des premiers à être opérationnel fut la caméra de l'Université de Rochester, basée sur un détecteur InSb/CCD, sensible dans le domaine 2-5  $\mu\text{m}$  (Forrest et al., 1985). Ces auteurs ont depuis lors, publié des cartes du Centre Galactique (Forrest, Pipher et Stein, 1986) et de "bulles" dans des régions de formation d'étoiles (Forrest et Shure, 1986). Le bruit de lecture annoncé était de l'ordre de 1400 électrons (Forrest et al., 1985).

Pour notre part, nous avons développé une caméra basée sur un dispositif HgCdTe/CCD 32x32 (2-5  $\mu\text{m}$ ), et réalisé des images de régions de formation d'étoiles (Monin et al., 1987) et de galaxies extérieures (Vauglin, Monin et Sibille, 1987). Le dispositif utilisé, et qui est présenté dans la suite de cette thèse, comporte un bruit de l'ordre de 1000 électrons (Monin et al., 1987).

Il semble que l'imagerie infrarouge s'oriente également vers un autre type de détecteur, basé sur le système de lecture DVR (Direct Voltage Readout, voir chapitre 2), qui permet d'atteindre des bruits de lecture encore plus faibles ( $\leq 400$  électrons, Orias et al., 1986). Ce même circuit de lecture sera utilisé avec le détecteur Si:Ga, actuellement développé par le Laboratoire Infra Rouge (LIR) du LETI et optimisé pour l'observation astronomique au sol dans la "fenêtre" 8-13  $\mu\text{m}$ .

Dans le même domaine de longueurs d'onde, on peut également citer le dispositif Si:Bi/AMCID 16x16 développé par le NASA Goddard Space Flight Center (Lamb et al., 1984), avec lequel ont déjà été réalisées des images du Centre Galactique (Gezari et al., 1985), et du noyau de NGC 1068 (Tresch-Fienberg et al., 1987). Le bruit de lecture annoncé est inférieur à 600 électrons (Lamb et al., 1985), et ces auteurs mentionnent des mesures de bruit de 150 électrons sur un dispositif équivalent.

On pourrait allonger la liste encore, mais le lecteur aura compris que l'ère des détecteurs infrarouges bidimensionnels est bel et bien commencée: les bruits de lecture, qui étaient prohibitifs il y a peu, sont aujourd'hui en chute libre et bientôt, tous les grands télescopes (qui n'en possèdent pas déjà) seront équipés avec un instrument de ce type. On

consultera avec profit les comptes rendus du congrès des 24, 25 et 26 Mars 1987, à Hawaii, et qui concerne "l'observation astronomique au sol à l'aide de détecteurs infrarouges bidimensionnels", pour juger du formidable déploiement d'activité qui prévaut actuellement dans ce domaine.

Lorsque le travail présenté ici a débuté, notre expérience en matière d'imagerie infrarouge était limitée, et nous avons, pour notre part, tenté le pari de réaliser un instrument complet à partir d'un détecteur dont personne ne savait s'il se montrerait adapté à l'imagerie astronomique au sol. Le contexte de cette expérience a voulu qu'outre une acquisition de savoir-faire indispensable à l'imagerie infrarouge naissante, ce travail soit la préparation de la construction de la voie "Grandes Longueurs d'Onde" de la caméra INSU (CIRCUS). Nous avons donc porté nos efforts sur l'optimisation de notre imageur lors des observations sous fort flux de fond.

La compensation du signal de fond de ciel est un difficile problème de l'imagerie infrarouge en général. Des travaux théoriques et expérimentaux récents (Papoular, 1983 et références à l'intérieur) ont fait progresser nos connaissances à ce sujet mais l'utilisation des détecteurs bidimensionnels pose de nouveaux problèmes. Dans la mesure où ce travail concerne la réalisation d'un système entier, nous avons abordé la question de manière relativement pragmatique, et les résultats que nous avons dégagés de notre étude sont présentés dans le chapitre 5.

Notre ignorance de l'IRCCD nous a amenés à étudier son comportement sous toutes les coutures et ceci est raconté dans le chapitre 4.

Les tout premiers essais de la caméra ont abouti à une première mission d'observation à l'OPMT, juste avant que nous ne franchissions le pas de la conception définitive, à la fin du chapitre 3.

Pour bien expliquer comment fonctionne un détecteur quantique, il est nécessaire de faire quelques rappels de physique du solide, et cela est fait dans le chapitre 2.

L'ensemble du travail présenté ici, veut s'appuyer sur une

compréhension correcte de l'opération réalisée par un détecteur bidimensionnel placé au foyer d'un télescope, et possédant un *juste* nombre de pixels; une approche du problème est proposée dans le premier chapitre.

Enfin, on trouvera à la fin de cet ouvrage, un sixième chapitre, consacré aux observations réalisées grâce au travail des cinq premiers, et qui montre quelques unes des possibilités apportées par les mosaïques infrarouge.

## CHAPTER 1

### SIGNAL INFRAROUGE ET IMAGERIE

#### I.1 INTRODUCTION

Dans toute cette thèse, j'appellerai plus ou moins indifféremment "infrarouge" ou "domaine infrarouge" le domaine des ondes électromagnétiques qui ont, en toute rigueur, des longueurs d'ondes supérieures à 8000 Å, par "opposition" à ce que je dénommerai pareillement *visible* ou *domaine visible* et qui concerne le rayonnement auquel l'oeil est sensible. Des raisons culturelles et/ou historiques amènent à distinguer le *proche infrarouge* qui va de 1  $\mu\text{m}$  à 10  $\mu\text{m}$  sensiblement, le *moyen infrarouge* qui se prolonge jusqu'à 40-50  $\mu\text{m}$ , où commence le *lointain infrarouge*, qui se perd dans le *submillimétrique* ( $0.1 < \lambda < 1\text{mm}$ ), à partir duquel on commence à parler d'ondes *radio*.

## I.II IMAGE ET FREQUENCE SPATIALE

Un détecteur quantique est un détecteur quadratique, ou incohérent, au sens où il n'est sensible qu'au carré de l'amplitude de l'onde incidente, c'est à dire à la densité du flux de photons associés. Dans ces conditions, une image (monochromatique) peut être définie comme la répartition d'intensité du rayonnement lumineux dans le plan (x,y) du détecteur, soit:

$$I_{\nu}(x,y)$$

Une méthode féconde d'analyse des images consiste à étudier la densité spectrale du signal  $I_{\nu}(x,y)$ , soit  $I_{\nu}^*(u,v)$  où u et v sont les fréquences spatiales de l'image et :

$$I_{\nu}^*(u,v) = \left\| \iint_{xy} I_{\nu}(x,y) \cdot e^{-2i\pi(ux+vy)} dx dy \right\|^2 \quad (1)$$

(Module de la transformée de Fourier à deux dimensions, au carré).

En réduisant le problème à une seule dimension, l'analogie est directe avec l'analyse des signaux électriques par examen de leur transformée de Fourier. L'obtention d'images par un instrument quelconque - et lors d'observations astronomiques au sol, cet "instrument" comprend l'atmosphère, le télescope et le récepteur -, est identifiée à un filtrage linéaire appliqué à la densité spectrale (spatiale) de l'objet observé. On définit ainsi la Fonction de Transfert de Modulation (FTM) (Sibille et al, 1979) de l'instrument, analogue de la fonction de transfert "classique" d'un filtre appliqué à un signal  $s(t)$ .

### I.III EMISSION THERMIQUE ET CORPS NOIR

On ne saurait commencer à parler de radiation infrarouge sans aussitôt mentionner le mécanisme de l'émission thermique et son expression mathématique limite, la loi de Planck ou loi d'émission du Corps Noir.

Cette expression est importante à plus d'un titre pour l'observateur infrarouge. D'un point de vue théorique, elle précise la "nature" du signal reçu. D'un point de vue pratique, elle montre également qu'à moins de travailler dans l'espace avec un détecteur et un télescope refroidis, la détection des photons utiles de longueur d'onde supérieure à  $3 \mu\text{m}$  se fait au milieu d'une "nuée" véritablement éblouissante, de photons parasites en provenance de tous les objets chauds ( $T \geq 300 \text{ K}$ ) environnants: atmosphère, télescope, miroirs (poussières), etc...

Soit un corps en équilibre à la température  $T$ , qui échange de l'énergie avec le milieu extérieur sous forme de rayonnement électromagnétique (par exemple un nuage de poussières chaudes en équilibre thermodynamique avec le rayonnement). Si ce corps est un absorbant parfait (de coefficient d'absorption  $\alpha(\nu)=1 \forall \nu$  : un corps "noir"), il est optiquement épais, sa brillance est égale à sa fonction source, dont la répartition d'énergie sur le domaine des fréquences est celle du corps noir: (Rybicki et Lightman, 1969)

$$B(\nu) = (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1} \times 2h\nu^3 / c^2. \quad (2)$$

(W.m<sup>-2</sup>.Sr<sup>-1</sup>.Hz<sup>-1</sup>)

### I.IV SOURCE CLASSIQUE ET SOURCE QUANTIQUE.

Soit une source de rayonnement se comportant comme un corps noir à la température  $T$ , observée à la fréquence  $\nu$ . Si  $h\nu \gg kT$ , on se trouve sur la partie de la courbe correspondant à l'approximation de Wien et la source est dite "Quantique".

Si par contre  $h\nu \ll kT$ , l'approximation de Rayleigh-Jeans devient valide et la source est dite "Thermique" ( $B(\nu) \propto T$ ).

Même si ce n'est pas toujours vrai, la plupart des sources observées dans le proche infrarouge sont telles que l'on a quasiment toujours  $h\nu \gg kT$  aux longueurs d'onde correspondantes. En effet, pour  $\lambda = 20 \mu\text{m}$ , il faut viser une source de température  $T > 700 \text{ K}$  pour sortir du domaine quantique.

C'est généralement dans le domaine radio que l'approximation de Rayleigh-Jeans devient valide, et même quand ce n'est pas vrai, (Pagani, 1986), la tentation reste trop forte et les radio-astronomes définissent une "température de Rayleigh-Jeans équivalente" qui permet de mesurer l'émission Radio en Kelvin.

#### I.V APPROCHE STATISTIQUE DU CORPS NOIR.

Du point de vue de l'observateur, le caractère quantique du signal provenant des sources observées en infrarouge proche est encore accentué a priori par le principe de détection mis en oeuvre dans de nombreux détecteurs actuels, qui comptent véritablement les photons en les convertissant en impulsions électriques (voir chapitre II). On peut alors considérer le rayonnement incident comme composé d'une multitude de quanta, les photons, arrivant du ciel un par un, indépendamment les uns des autres.

On peut décrire ce flux de manière statistique en écrivant que l'arrivée de ces photons obéit à une loi de Poisson: à tout instant  $t$ , il existe une probabilité  $p$  de voir arriver un photon entre  $t$  et  $t+dt$  (Picimbono, 1971).

Chaque mesure (comptage des photons incidents entre  $t=0$  et  $t=t_i$ ) effectuée par le détecteur correspond à un tirage aléatoire et fournit une estimation du nombre de photons incidents par seconde.

Soit  $N_i$  le nombre de photons par unité de temps estimé par la

mesure  $i$ , effectuée à l'aide du détecteur; le signal  $\langle N \rangle$ , nombre moyen de photons incidents par unité de temps, est égal à:

$$\lim\{(1/i)\sum_i N_i\}, \text{ pour } i \rightarrow \infty.$$

Le signal  $\langle N \rangle$  est entaché d'un bruit:

$$\sigma = \langle N \rangle^{1/2}.$$

Le rapport signal/bruit est proportionnel à  $\langle N \rangle^{1/2}$  et croît lorsque le nombre de mesures augmente.

On peut réconcilier les deux approches du problème en réexaminant l'analyse de l'émission du Corps Noir. Si on considère le Corps Noir d'un point de vue statistique, en l'assimilant à un gaz de photons à la température  $T$ , son comportement est décrit par la statistique de Bose-Einstein (Dereniak et Crowe, 1984). Le nombre moyen de particules occupant l'état d'énergie  $h\nu$ ,  $h(\nu+d\nu)$  est: (Kittel, 1967)

$$\langle n_\nu \rangle = (\sum_p p \cdot e^{-hp\nu/kT}) / (\sum_p e^{-hp\nu/kT}) \quad (3)$$

de même :

$$\langle n_\nu^2 \rangle = (\sum_p p^2 \cdot e^{-p \cdot h\nu/kT}) / (\sum_p e^{-h\nu/kT}) \quad (4)$$

on déduit:

$$\sigma_\nu^2 = \langle n_\nu^2 \rangle - \langle n_\nu \rangle^2 \quad (5)$$

$$\sigma_\nu^2 = e^{-h\nu/kT} / (1 - e^{-h\nu/kT})^2 \quad (6)$$

$$\sigma_\nu^2 = \langle n_\nu \rangle \cdot e^{h\nu/kT} / (e^{h\nu/kT} - 1) \quad (7)$$

qui redonne le résultat Poissonien dans le cas  $h\nu \gg kT$ . L'écart à l'approximation quantique (en %), donné par :

$$1 - e^{(h\nu/kT)} / (e^{h\nu/kT} - 1)$$

vaut 0.7 % pour  $h\nu/kT = 5$ . On peut donc complètement oublier

le terme correctif  $e^{h\nu/kT}/(e^{h\nu/kT}-1)$  dans l'expression (9), dès que  $h\nu/kT \gg 5$  (à  $20 \mu\text{m}$ ,  $T=1500 \text{ K}$ ), et considérer le signal incident comme la limite  $\langle N \rangle$  de la somme  $(1/i)\Sigma_i N_i$ , entaché d'un bruit d'origine quantique  $\sigma = \langle N \rangle^{1/2}$ .

Rq: Le paramètre  $h\nu/kT$  permet la discrimination entre le domaine "quantique" et le domaine "thermique" lorsque l'étendue de faisceau sous laquelle le rayonnement est reçu est  $> \lambda^2$  (Léna, 1986). Typiquement, le raisonnement est effectué pour un récepteur situé à l'intérieur du corps noir considéré; il n'est donc pas forcément exact pour tous les objets astronomiques observés, mais s'applique parfaitement au signal de fond ambiant (voir ci-dessous).

#### I.VI BRUIT DE FOND AMBIANT

Comme indiqué dans le paragraphe précédent, la limite  $h\nu = kT$  permet de séparer le plan  $T, \nu$  en deux parties distinctes où le bruit d'origine quantique et le bruit d'origine thermique dominant respectivement. Une manière "raisonnable" de fixer les idées consiste à considérer comme "température critique", le  $300 \text{ K}$  ambiant, qui représente la température de l'environnement de la majorité des détecteurs, et donc la principale source de bruit. La "longueur d'onde critique" correspondante est proche de  $50 \mu\text{m}$ , ce qui place bien les détecteurs du proche infrarouge dans le camp quantique.

La table I.1 donne les valeurs du flux ambiant ( $300 \text{ K}$ ) dans différentes bandes de longueur d'onde de l'imagerie du proche infrarouge.

Bande Photométrique	$\lambda(\mu\text{m})$	$(\mu\text{m}^2.\text{Sr})^{-1}.\text{s}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}$
K	2.2	$8.5 \cdot 10^5$
L	3.6	$5.8 \cdot 10^8$
L'	3.8	$9.4 \cdot 10^8$
M	4.8	$5.1 \cdot 10^9$
	8	$3.6 \cdot 10^{10}$
N	10	$5.0 \cdot 10^{10}$
	12	$5.4 \cdot 10^{10}$
Q	20	$3.7 \cdot 10^{10}$

- Table I.1 -

*Valeurs du flux de photons "ambiants" moyen  $N$ , aux diverses longueurs d'onde de la photométrie du proche infrarouge. Le nombre de photons "typique" est calculé pour une étendue de faisceau égale à  $100 \mu\text{m}^2.\text{Sr}$  et une largeur spectrale de  $0.5 \mu\text{m}$ .*

Dans le domaine 3-5  $\mu\text{m}$ , le flux parasite ambiant "à 300 K" reste très important et domine fortement dans la plupart des observations, le signal mesuré. Ce flux limite fortement le temps d'intégration accessible (par la limite de saturation du détecteur). la majorité des photons détectés proviennent du fond et le bruit "incident" est alors principalement du bruit "de photons de fond de ciel" et est d'origine quantique: il n'y a même plus à se préoccuper de la température de la source observée.

On peut noter que pour un pixel moyen tel que défini

la bande M que dans la bande L' et qu'il est 10 fois plus fort à 10  $\mu\text{m}$  qu'à 5  $\mu\text{m}$ .

## I.VII GENERATION ET PROPAGATION DU BRUIT

### I.VII.1 RENDEMENT QUANTIQUE EQUIVALENT

Un détecteur quantique doit mesurer un signal qui se trouve déjà entaché d'un bruit "naturel" qui provient de la nature quantique du rayonnement incident. Un détecteur idéal serait capable de compter tous les photons, c'est à dire de déterminer  $\langle N \rangle$ , nombre moyen de photons incidents par seconde, et  $\Delta N$ , la variance sur ce nombre. Soient  $\langle N' \rangle$  et  $\Delta N'$  les estimations réalisées par un détecteur réel.

On définit alors un terme qui permet de caractériser le détecteur dans son ensemble, en tenant compte de tous les paramètres qui interviennent dans sa "composition", et qui, par leur écart à la perfection tendent à le dégrader. Ce terme permet également de comparer entre eux des détecteurs qui peuvent différer par leur principe de détection, leur mode de lecture, etc... Ce terme est le Rendement Quantique Equivalent, noté RQE (Léna, 1986).

$$\text{RQE} = (\langle N' \rangle / \Delta N')^2 / (\langle N \rangle / \Delta N)^2 \quad (8)$$

Le RQE caractérise la dégradation que le détecteur fait subir au rapport signal-sur-bruit "intrinsèque" du rayonnement incident.

L'étude d'un détecteur quantique quelconque peut être faite paramètre par paramètre et la caractérisation de chacun d'entre eux prise en compte dans le calcul du RQE de ce détecteur. Le fait de disposer d'un multidétecteur ne change pas grand chose au problème dans son principe: on introduit les caractéristiques supplémentaires apportées par le nombre fini de points élémentaires du "détecteur", dans le calcul et

notamment, les notions de qualité d'image et de réponse spatiale.

De même que pour les autres paramètres de la réponse du détecteur, on peut calculer une expression donnant la "perte" en RQE correspondant à une certaine valeur des paramètres *spatiaux* du détecteur (Fauconnier, 1983). Dans la mesure où les travaux sur les imageurs IR sont encore peu nombreux, je préfère renvoyer le lecteur au paragraphe I.VII où est présentée une analyse un peu plus circonstanciée des paramètres liés à la structure spatiale des multi-détecteurs infrarouges.

#### I.VII.2 RENDEMENT QUANTIQUE.

L'étage de conversion des photons en charges électriques possède un certain rendement, au sens thermodynamique du terme, noté  $\eta$  et appelé *Rendement Quantique* (il caractérise la qualité de la "transformation" des quantas lumineux en quantas électriques). Bien qu'il porte presque le même nom, il n'est qu'un paramètre du RQE défini en (8). La conversion de  $N$  photons en  $N_e$  électrons est décrite par une loi binomiale où chaque photon possède une probabilité  $\eta$  de donner naissance à un électron. On a alors:

$$\begin{aligned}\langle N_e \rangle &= \eta \cdot \langle N \rangle \\ \Delta N_e^2 &= N_e\end{aligned}$$

La statistique des photoélectrons est décrite par la même loi que celle des photons incidents, c'est une loi de Poisson. Le bruit quantique correspondant à un signal de  $N_e$  électrons est donc  $N_e^{1/2}$  et pas  $(N_e/\eta)^{1/2}$ .

Le rapport Signal/Bruit est ainsi déjà dégradé :

$$\Delta N_e / N_e = N_e^{-1/2} = (\eta N)^{-1/2}$$

$$\text{alors que } \Delta N / N = N^{-1/2}$$

il y a dégradation du RQE en  $\eta^{1/2}$ . Un rendement quantique de 0.5 dégrade le RQE de 30 %.

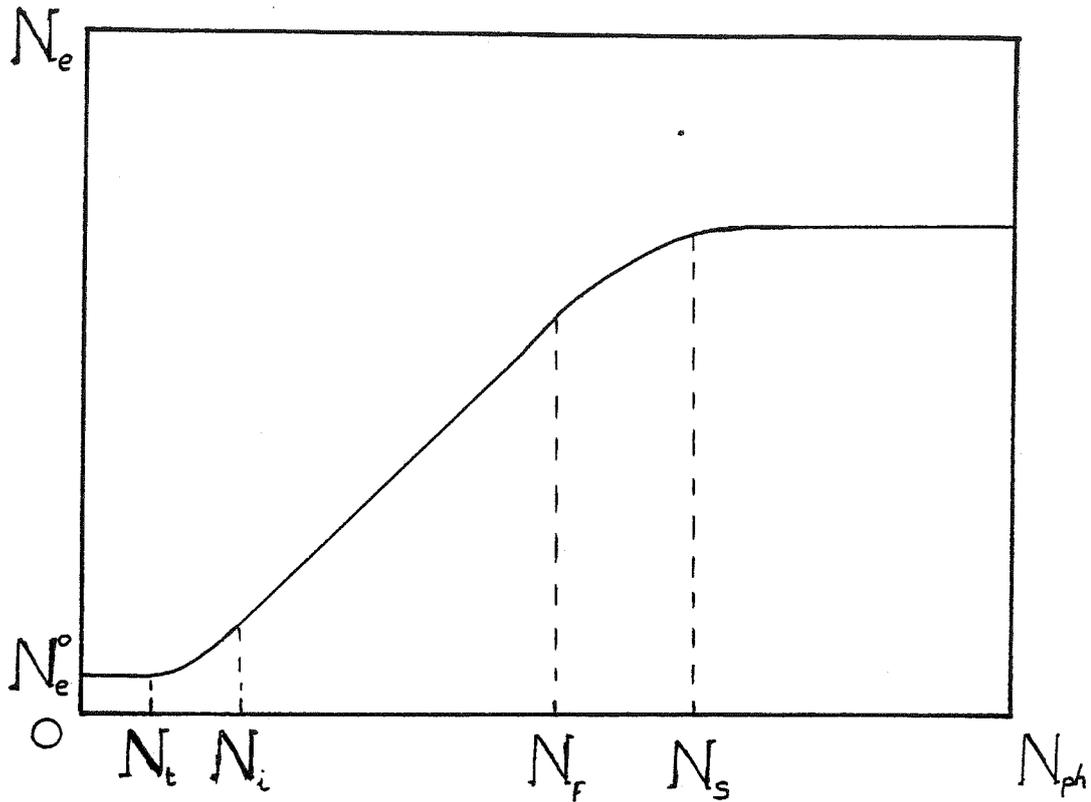
### I.VII.3 COURBE DE REPOSE DU DETECTEUR.

De manière générale, un détecteur donnera une certaine réponse  $N_e$  en électrons à une certaine excitation  $N$  en photons incidents. On peut alors parler de la courbe de réponse  $N_e(N)$ . Cette courbe (Figure I.2) permet de faire apparaître tous les aspects de la réponse d'un détecteur et de son électronique associée, dont les défauts pourront être ramenés en "électrons équivalents" au niveau du détecteur lui-même. On distingue principalement:

- \* la zone de seuil  $[0, N_t]$ , associée au décalage en sortie  $N_e^0 = N_e(N=0)$ .

- \* La zone de saturation  $[N_s, \infty[$  dans laquelle le signal de sortie ne varie plus.

- \* La zone d'utilisation  $[N_i, N_f]$  où la réponse  $\Delta N_e$  du détecteur à une excitation  $\Delta N$  est maximum.



- Figure I.2 -

*Courbe de réponse d'un détecteur "moyen".*

Les mesures infrarouges s'effectuent le plus souvent de manière différentielle, pour supprimer les différents termes de signal parasite en provenance du fond ou induits par les décalages de l'électronique de lecture. On mesure en quelque sorte un *petit signal*  $\delta N$ , présent autour d'un "point de polarisation"  $N_p$  donné. Dans ce cas, le rendement quantique attribué à  $\delta N$  est

$$\eta_{\delta N} = (\delta N_e / \delta N)_{N=N_p}$$

et diffère de:

$$\eta_N = (N_e / N)_{N=N_p}$$

(on peut avoir  $\eta_{\delta N} > \eta_N$ ).

Cet état de fait est important par deux aspects: d'une part, on ne pourra comparer deux mesures effectuées sous des "polarisations" différentes que si la linéarité de la courbe  $N_e(N)$  est suffisante, et ce problème est important car on calibre souvent des observations de sources faibles par des observations d'étoiles standard plus brillantes. D'autre part, la correction de champ plat visant à supprimer les inhomogénéités de réponse spatiale de la caméra devra tenir compte des termes  $\eta_{\delta N}$  et pas  $\eta_N$ .

#### I.VII.4 COURANT D'OBSCURITE ET TEMPERATURE DE FONCTIONNEMENT

Les détecteurs infrarouges sont capables de détecter des évènements moins énergétiques que les détecteurs du domaine visible et sont donc plus sensibles aux conditions de température. Sans préciser ici la nature exacte de la détection photoélectronique, il est clair qu'à température égale, on trouvera dans le détecteur plus d'électrons suffisamment énergétiques pour apparaître comme "détectés" si on travaille en infrarouge.

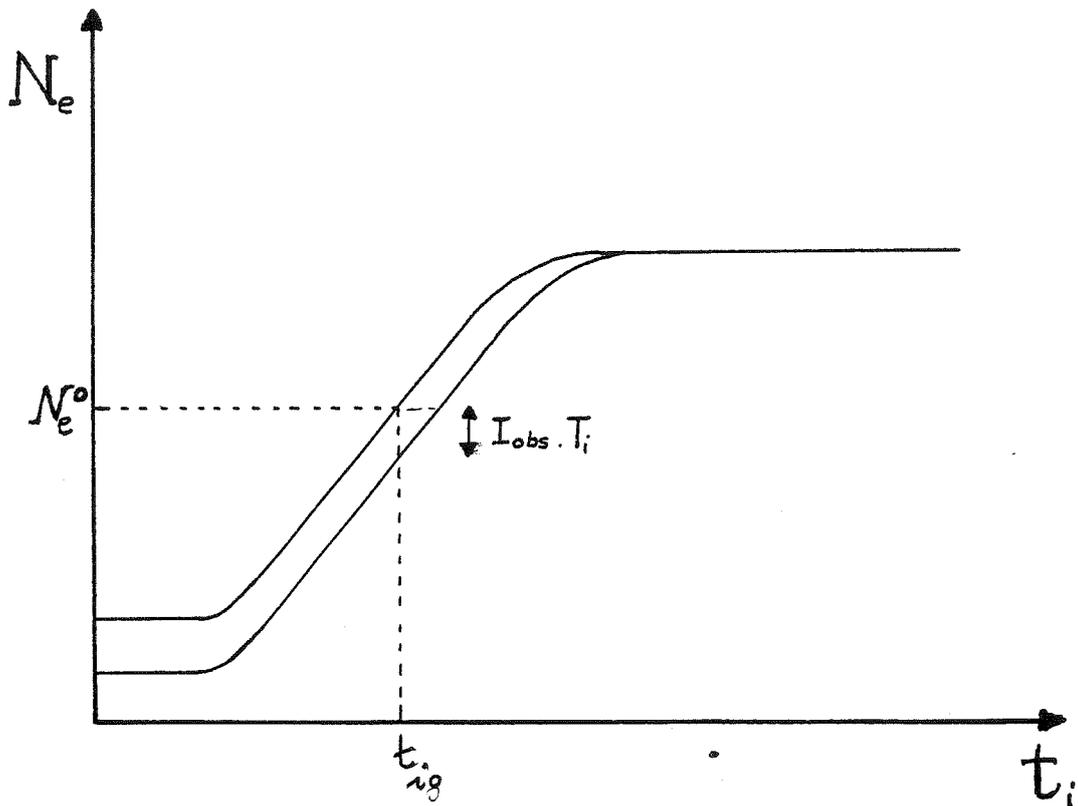
Si  $\gamma$  est le nombre d'électrons d'origine thermique "détectés" par seconde (et par pixel, en se ramenant à un détecteur monocanal), le RQE est dégradé d'un facteur :

$$1 + \gamma/(\eta N)$$

où  $N$  est le flux de photons incidents. On parle aussi du courant d'obscurité  $I_{\text{obs}}$ :

$$I_{\text{obs}} = e \cdot \gamma$$

où  $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$  C, charge de l'électron.



- Figure I.3 -

*Courbe de réponse du détecteur modifiée par la présence du courant d'obscurité. Le courant d'obscurité réduit la dynamique du détecteur en limitant le temps d'intégration accessible à  $N_e^0$  donné et, à temps d'intégration  $t_{i0}$  donné, en amenant plus vite la saturation.*

#### I.VII.5 PUISSANCE MINIMUM DETECTABLE

Pour un détecteur possédant un bruit total RMS (Root Mean Square, c'est à dire toutes contributions au bruit additionnées quadratiquement) mesuré en électrons et égal à  $N_r$ , le plus petit signal détectable est déterminé par  $N_r$ . On appelle NEP (Noise Equivalent Power), le "Signal Equivalent au Bruit", ou Puissance Minimum Détectable (PMD), ramené à une seconde de temps d'intégration ( $t_i$ ) par addition de  $1/t_i$

poses :

$$\text{PMD} = (hc/\eta\lambda) \cdot (N_r/t_i)^{1/2} \quad (9)$$

On peut rapprocher la notion de PMD de celle du RQE car ces deux données "intègrent" toutes les deux l'ensemble des défauts d'un récepteur donné. Si  $\Delta N$  est le bruit "intrinsèque" du signal quantique  $N$  incident et  $\Delta N'$  le bruit en sortie,  $\Delta N'$  est égal à  $\Delta N$ , augmenté quadratiquement de tous les bruits du récepteur. Le plus petit signal mesurable sera d'autant plus proche de la limite  $\Delta N$  que le RQE sera proche de l'unité (cas du détecteur parfait).

On a alors :

$$\text{PMD} = \Delta N / \text{RQE}^{1/2} = (N / \text{RQE})^{1/2} \quad (10)$$

#### I.VIII CAS D'UN DETECTEUR MULTICANAL

Un des problèmes posés par l'utilisation des détecteurs infrarouges à deux dimensions est celui de l'analyse correcte de l'image dans le plan focal. Les mosaïques infrarouges semblent présenter des lacunes pour mener cette analyse à bien, dont les moindres ne sont pas le format réduit et la présence de zones aveugles sur la surface sensible. Ainsi, la préparation du plan focal du satellite ISO a donné lieu à une recherche du meilleur compromis facteur de remplissage / diaphonie. Dans les paragraphes suivants, j'examine successivement divers points "critiques" des mosaïques infrarouges, en abordant le problème sous différents aspects que je souhaite complémentaires, dans le but de préciser les données du problème.

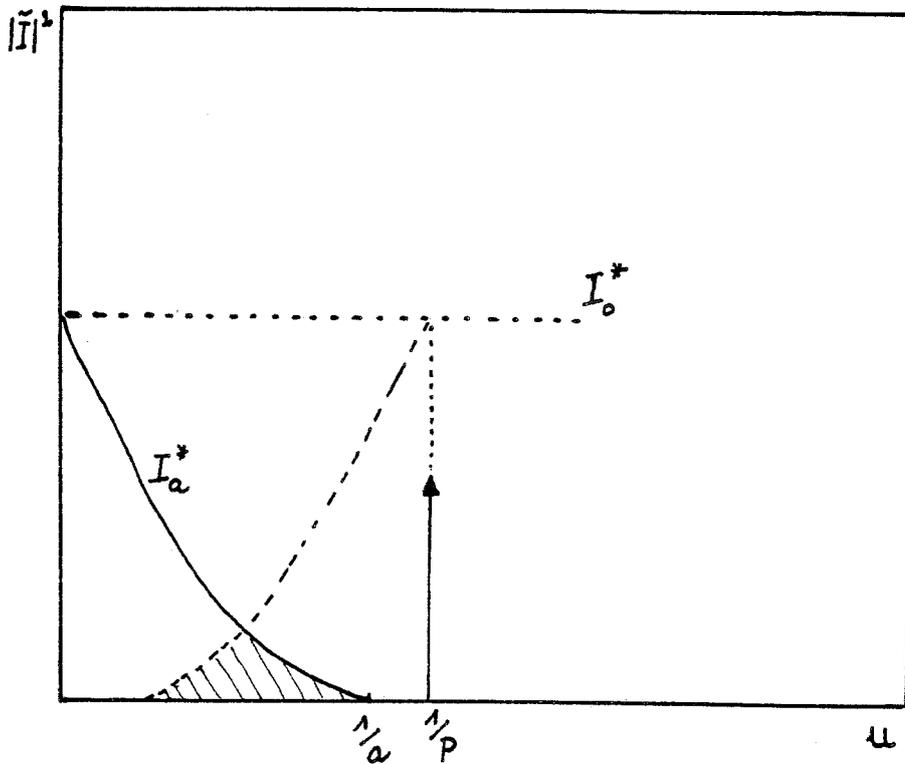
### I.VIII.1 ECHANTILLONNAGE

Il y a deux façons d'appréhender un "multidétecteur". Un observateur du domaine visible aura tendance à oublier l'échantillonnage du plan focal que réalise (ou qu'impose) son détecteur bidimensionnel, plaque photographique ou CCD. Dans les deux cas, le "grain" du détecteur est beaucoup plus fin que la variation spatiale la plus "rapide" présente dans l'image. De plus, le facteur de remplissage  $ff$  (rapport de la surface sensible du détecteur à sa surface totale) est égal à 1. Sa limite (spatiale) est donc la limite de résolution imposée par le télescope et/ou par l'atmosphère.

D'un autre côté, lors de l'utilisation d'un monodétecteur l'observateur du domaine radio ou moyen infrarouge transmet idéalement tout le signal collecté par l'antenne au détecteur (il *identifie*, en quelque sorte, son antenne et son récepteur). Il n'a donc pas de problème de facteur de remplissage. Pour reconstituer une "image", il doit échantillonner le ciel dans des conditions très bien définies et dont les paramètres sont le diamètre  $a$  de l'antenne (qui devient le "point élémentaire"), et le pas d'échantillonnage  $p$ . La limite spatiale est ici celle de l'"instrument-détecteur" (résolution  $\lambda/a$ ) car aux longueurs d'ondes qui concernent la radioastronomie, et avec les instruments actuellement disponibles, la résolution n'est pas affectée par l'atmosphère et le "seeing" n'est pas un paramètre critique.

Si  $a$  est le diamètre de l'antenne, chaque point de mesure représente une moyenne du signal incident, pondéré par la fonction de réponse spatiale (angulaire, sur le ciel) de l'antenne, c'est à dire son lobe. Dans le cas où l'antenne est circulaire, et si le signal collecté par tous les points de l'antenne, est transmis avec la même efficacité au récepteur, ce lobe est une fonction d'Airy, et la FTM, une fonction en "triangle", légèrement "creusée" sur les côtés (cf figure I.4). Dans tous les cas, le spectre de l'objet, observé à la longueur d'onde  $\lambda$ , filtré par la FTM, s'annule à partir de la fréquence  $u_0 = \lambda/a$ . L'échantillonnage au pas  $p$

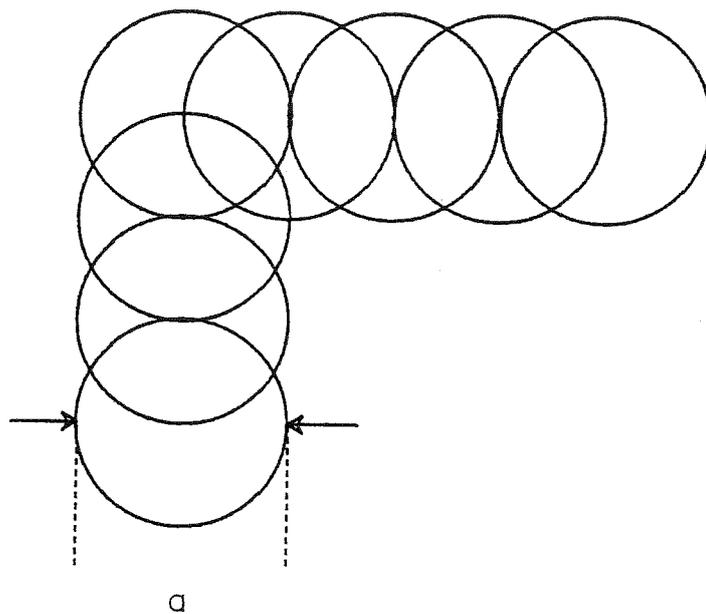
replie ce spectre (figure I.4).



- Figure I.4 -

Densité spectrale de l'objet (supposé blanc avant mesure, soit  $I_o^*$ ), après mesure  $I_a^*$ , et avec repliement si le pas d'échantillonnage  $p$  est mal choisi. Ici,  $p = a/1.2$ .

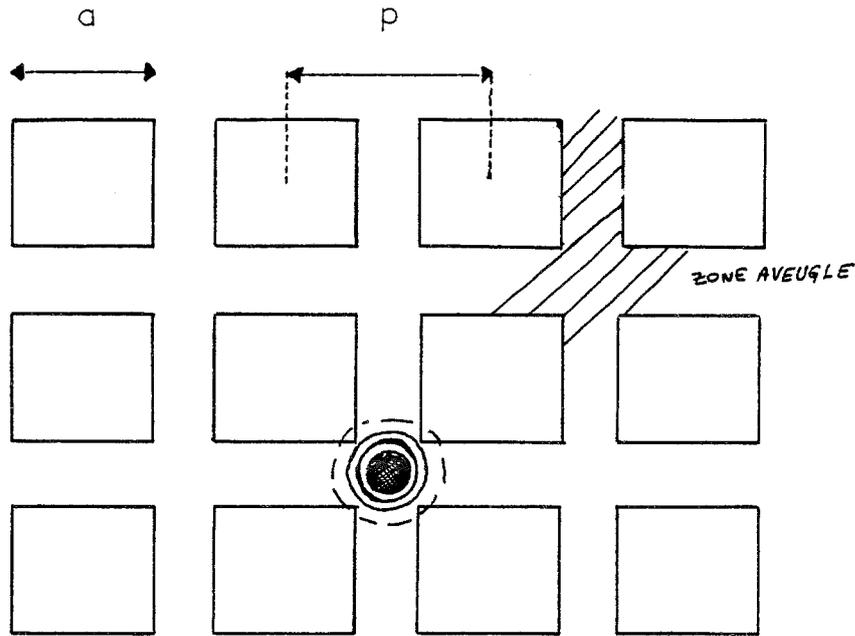
On voit que s'il veut bénéficier de la résolution de son antenne, le radioastronome doit adopter un pas d'échantillonnage plus fin que le demi-lobe de l'antenne (figure I.5).



- Figure I.5 -

*Couverture spatiale de l'échantillonnage au pas  $p = a/2$ .  
Aucun point du ciel n'est ignoré, le "facteur de remplissage"  
est égal à 1.*

A mi-chemin entre ces 2 conceptions se trouve actuellement l'imagerie infrarouge et ses nouveaux multidétecteurs. On commence à disposer de mosaïques mais leur dimension reste réduite et leur facteur de remplissage n'est pas égal à 1: il reste des "zones aveugles" au milieu du détecteur (figure I.6).



- Figure I.6 -

*Couverture du plan focal par un multidétecteur de facteur de remplissage inférieur à 1. Dans le cas représenté sur la figure, la source ponctuelle (image d'Airy) est ignorée par le détecteur.*

Lorsqu'on se réfère à l'imagerie visible, ce facteur de remplissage incomplet a de quoi inquiéter car il pourrait faire manquer l'observation d'une source ponctuelle si celle-ci était réimagée dans une zone aveugle (figure I.6). Un éventuel déplacement de ce point source sur le détecteur (défaut de guidage du télescope, turbulence atmosphérique) engendre ce que l'on appelle le bruit de phase (*spatial*)  $B_{\phi}$ .

Par ailleurs, si on se réfère à l'imagerie radio et qu'on identifie le "point résolvant" qu'est l'antenne au point résolvant qu'est le pixel de la mosaïque, on constate qu'on ne pourra évidemment jamais faire se recouvrir par moitié deux pixels adjacents d'un même détecteur, lors d'une même

observation. D'où l'idée d'un microbalayage d'amplitude égale au demi-pixel (ou moins, si le facteur de remplissage est inférieur à 1), utilisé pour améliorer la couverture du plan focal.

En fait, il faut simplement considérer le problème comme celui de la mesure de la répartition d'intensité dans le plan focal à l'aide de l'échantillonneur particulier qu'est le détecteur bidimensionnel, et correctement définir les conditions de cette mesure.

Que ce soit par la taille de la pupille du télescope ou par la qualité de l'atmosphère, le spectre spatial de l'image présente dans le plan focal, est borné (Léna, 1986), soit  $u_0$  la fréquence maximum de l'image (Je ne considère pas le bruit).

Le théorème de SHANNON (Bracewell, 1965) prévoit alors que l'on peut connaître entièrement la fonction  $I_\nu(x,y)$  par la série d'échantillons:

$$I_\nu(x_n, y_n)$$

où  $x_n = n \cdot T_e$  (resp.  $y_n$ ), avec:

$$T_e = 1/u_e \leq 1/2u_0.$$

Si on peut échantillonner  $I_\nu(x,y)$  par un peigne de Dirac à 2 dimensions dans les conditions décrites ci-dessus, *on ne perd pas d'information*. En particulier, on ne peut pas "rater de source ponctuelle" puisque la limite de la ponctualité est fixée par  $u_0$  et que  $u_e \geq 2 \cdot u_0$ .

Notons ici que le facteur de remplissage d'un peigne de Dirac est nul.

On doit donc renverser le problème et examiner, cas par cas, les conditions d'observation, c'est à dire la fréquence limite imposée par l'instrument, pour y adapter le montage optique. Autrement dit, l'observateur doit ajuster la *limite de l'instrument* ( $\lambda/a$  ou "seeing") à la *limite du détecteur* (pas p d'échantillonnage).

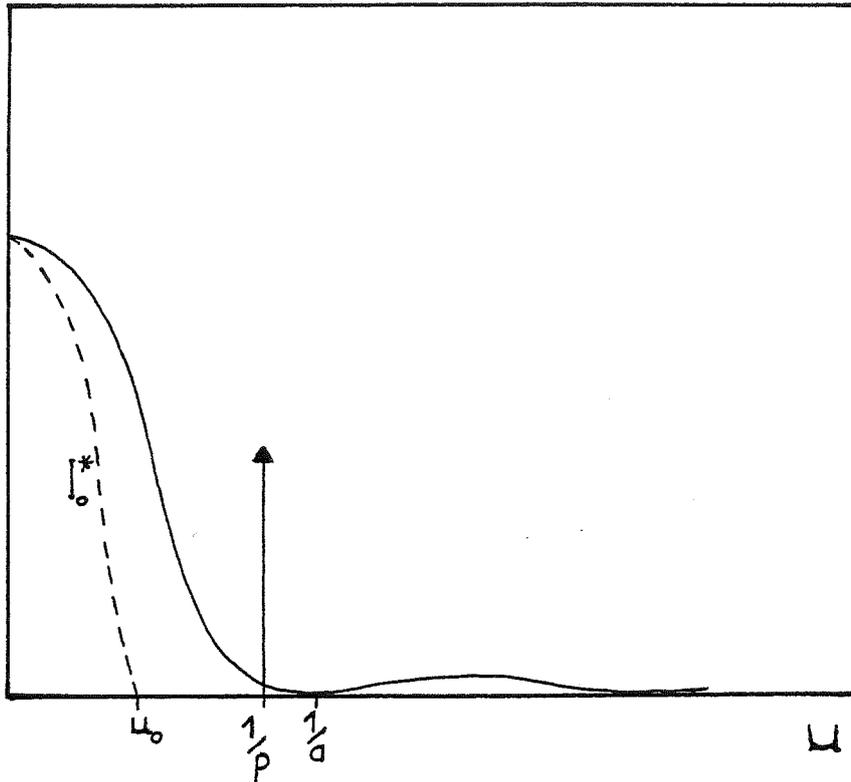
## I.VIII.2 BRUIT DE PHASE

L'échantillonnage idéal (mathématique), suppose d'utiliser un peigne de Dirac. La nécessité de collecter l'énergie physiquement présente dans le plan focal, amène à donner aux pixels une surface sensible finie non nulle. Actuellement, cette opération s'accompagne de la présence de zones inutilisées sur le détecteur, réduisant le facteur de remplissage  $ff$ . Examinons ici l'effet de cette géométrie sur la qualité de la mesure de l'image.

### I.VIII.2.a Domaine des fréquences

Chaque pixel possède une surface sensible assimilable à un carré de côté  $a$ , le pas de la mosaïque est  $p = a/f$ , où  $f = ff^{1/2}$ .

En se ramenant à une dimension, l'effet de cette taille finie des pixels est un filtrage passe-bas de fonction de transfert proportionnelle à une fonction  $(\sin(x)/x)^2$ , qui possède un premier zéro à la fréquence  $u_f = 1/a \geq 1/p$ , puisque  $f \leq 1$  (figure I.7).



- Figure I.7 -

*Fonction de transfert et échantillonnage correspondant à un multidétecteur de facteur de remplissage  $ff = a^2/p^2$  inférieur à 1. Le spectre  $I_0^*$  de l'image étant borné, l'échantillonnage n'introduit pas de repliement.*

Ce filtrage ne change rien à la discussion concernant le rapport  $u_e/2u_0$  car l'atténuation des hautes fréquences qui en résulte n'introduit pas de zéro dans la détermination de  $I_{\nu}^*(u,v)$ .

Cependant, un mauvais facteur de remplissage fait perdre des photons et, du point de vue photométrique, lors d'une observation, si un pixel compte  $N_e$  électrons pendant  $t_i$ , dont il sait qu'ils proviennent tous de la surface sensible  $a^2$  avec un rendement quantique  $\eta$ , il dira alors qu'il a mesuré un nombre de photons moyen par unité de surface et par unité de temps égal à :

$$N_e / (t_i \cdot \eta \cdot f f a^2)$$

Cette expression fait apparaître le *rendement quantique effectif*  $\eta_e$ :

$$\eta_e = \eta f^2$$

un facteur de remplissage  $f^2$  dégrade le RQE d'un facteur  $f$ .

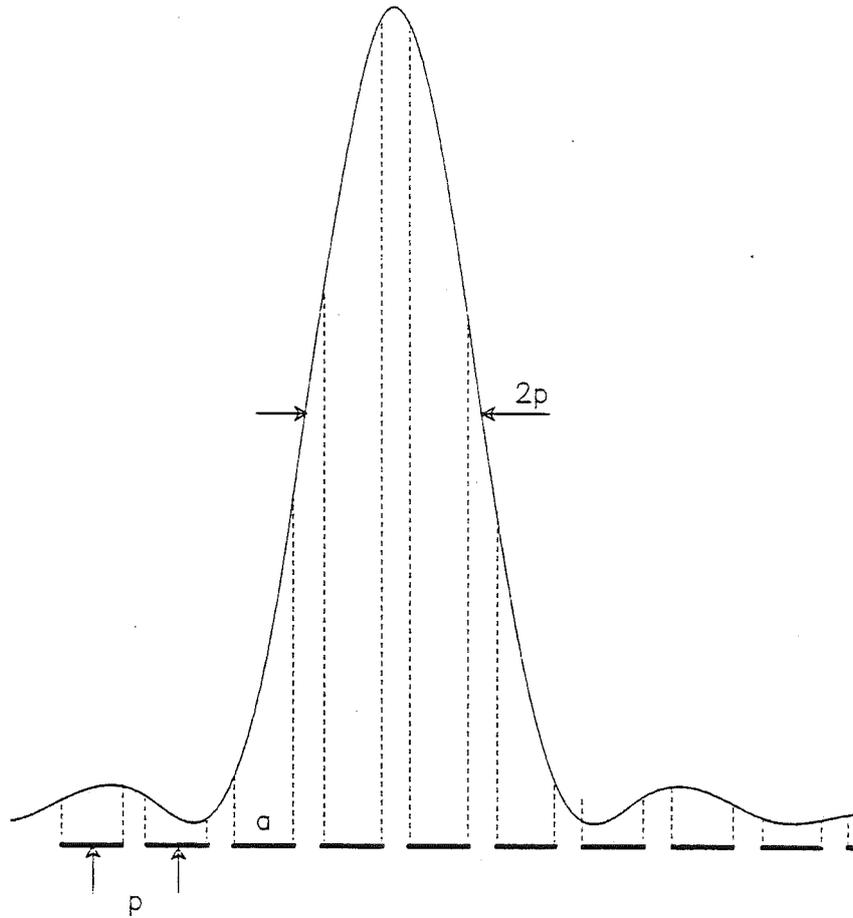
En conclusion, le filtrage passe-bas n'étant jamais rédhibitoire, on souhaitera un facteur de remplissage le plus élevé possible, afin de ne pas perdre trop de temps d'observation. Cependant, un facteur de remplissage inférieur à 1 n'entraîne pas de bruit de phase si le critère de Shannon est respecté.

#### I.VIII.2.b Domaine Spatial

Revenons maintenant dans l'espace "normal" à 2 dimensions du détecteur et plaçons nous dans le cas où la condition  $u_e \geq 2 \cdot u_0$  est respectée. La répartition d'intensité d'une source ponctuelle (au sens de  $u_0$ ) dans le plan focal est représentée sur la figure I.8.

La résolution est supposée limitée par le télescope, l'image d'une source ponctuelle est une tache d'Airy. Dans le cas où la résolution est limitée par le "seeing" (imagerie à long temps de pose), l'image d'une source ponctuelle tend vers une fonction: (Chelli, 1979)

$$\exp(-(\alpha/\alpha_0)^{5/3})$$

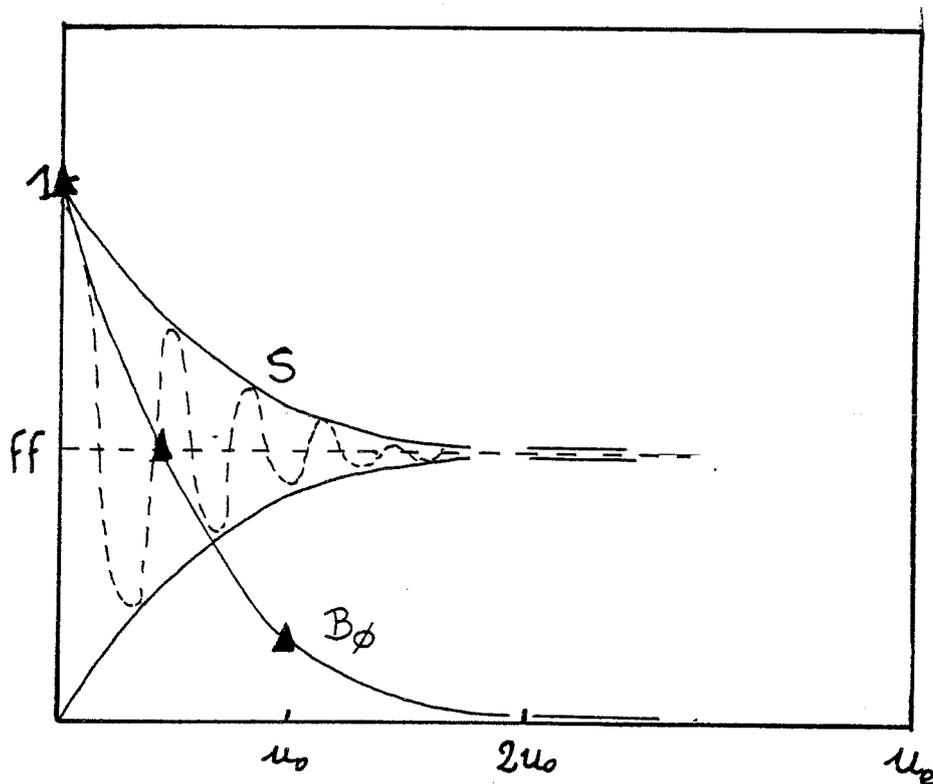


- Figure I.8 -

*Image (ramenée à une dimension) d'une source ponctuelle sur un multidétecteur adapté au critère de Shannon (pas d'échantillonnage égal à la demi-largeur à mi-hauteur).*

La question de l'existence du bruit de phase se résume alors à ceci: si  $u_e \geq 2u_0$ , la somme  $S$  des surfaces comprises entre les pointillés dépend-elle de la position de la source sur la mosaïque? L'amplitude de la variation de  $S$  (normalisée), lors du déplacement de la source sur le détecteur, représente le bruit de phase  $B_\phi$ .

On peut représenter ce problème sur un graphe à deux dimensions dont l'abscisse, pour une fréquence de coupure donnée, est la fréquence d'échantillonnage (figure I.9).



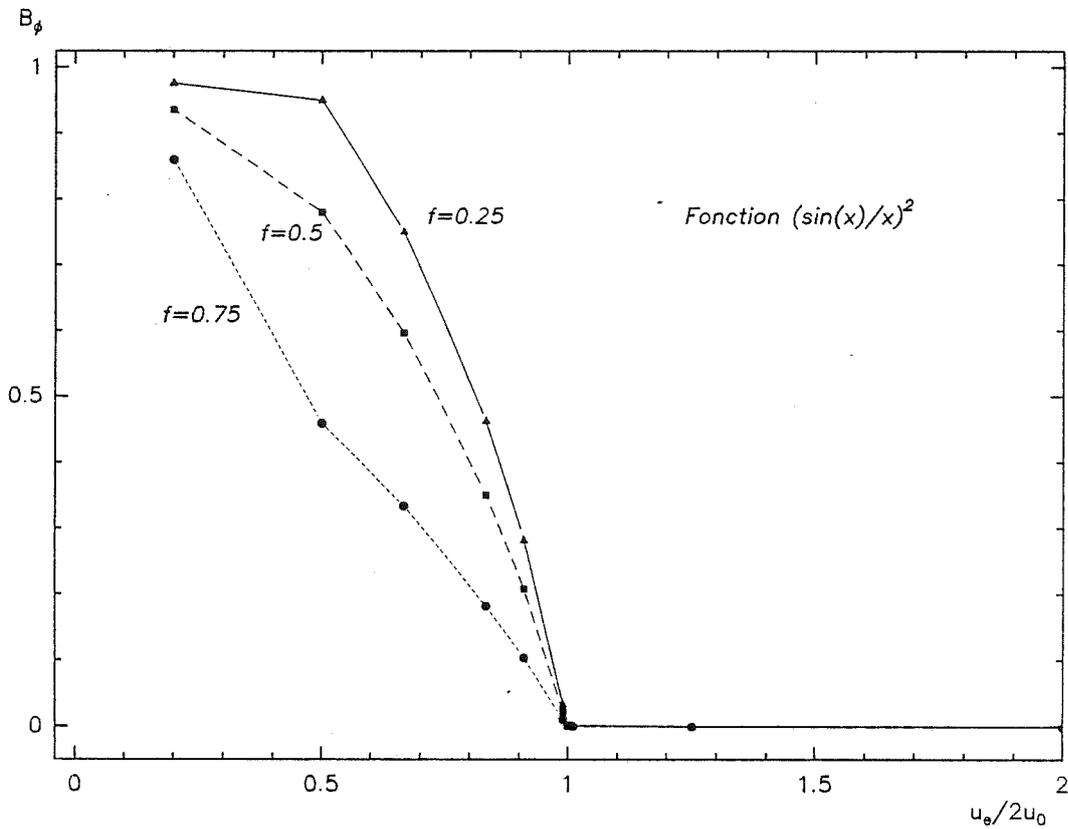
- Figure I.9 -

Amplitude de variation de la quantité  $S$  (voir texte), en pointillé et enveloppe de cette variation (trait plein) avec le bruit de phase correspondant  $B_\phi$ . Les triangles noirs représentent des points de mesure obtenus avec l'IRCCD pour diverses tailles de point-sources réimagées sur la mosaïque. Le point correspondant à  $B_\phi = 1$  est obtenu lors de la détermination du profil de réponse du pixel (voir chapitre IV).

Les limites du problème sont bien connues: si  $u_e \rightarrow 0$ , la source peut être alternativement détectée ou non détectée, et le bruit de phase est maximum. A l'inverse, si  $u_e \rightarrow \infty$ ,  $S$  reste constante, ( $\propto ff$ ) et le bruit de phase est nul.

Sur la figure I.10, on a représenté les résultats d'une simulation numérique (voir Appendice A) où l'on calcule la variation du bruit de phase en fonction du paramètre  $u_e/2u_0$ , pour divers facteurs de remplissage, lorsqu'on déplace une source ponctuelle (approximée par une fonction  $(\sin(x)/x)^2$ )

sur un multidétecteur. On voit qu'il n'est pas obligatoire d'avoir un facteur de remplissage égal à 1 pour échantillonner correctement le plan focal.



- Figure I.10 -

Variation du bruit de phase avec la qualité de l'échantillonnage (mesurée par  $u_e/2u_0$ ), calculé pour divers facteurs de remplissage. Noter que les termes indiqués ( $f = 0.25$  à  $0.75$ ) sont relatifs à une dimension.

### I.VIII.3 DIAPHOTIE ET DIAPHONIE

La diaphotie est la tendance qu'aura un photon "tombé" sur un pixel de donner lieu à la détection d'un électron dans un pixel voisin.

La diaphonie ("cross-talk") est la tendance du système de

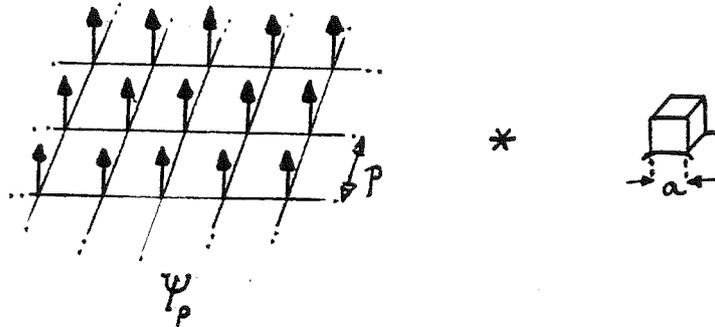
lecture à faire apparaître du signal (électrons) comme provenant d'un pixel alors qu'il provient d'un de ses voisins (couplage entre lignes en lecture CID, inefficacité de transfert en lecture CCD, etc...).

La diaphotie dépend de la géométrie du point élémentaire et de ses voisins, de l'angle d'ouverture de l'optique et autres paramètres géométriques. La diaphonie ne fait intervenir que le système de lecture. Dans la mesure où les deux phénomènes sont parfois difficiles à estimer séparément, on a tendance à les rassembler sous la seule appellation de diaphonie. Tous deux correspondent à un filtrage passe-bas sur l'image déjà échantillonnée.

#### I.VIII.4 FONCTION DE TRANSFERT DE MODULATION

Il existe encore une façon de voir les choses qui consiste à étudier le filtrage spatial que fait subir le détecteur bidimensionnel utilisé au spectre de l'image dans le plan focal.

La fonction de transfert spatiale d'une mosaïque constituée de pixels de largeur  $a$ , disposés au pas  $p$ , est représentée par la convolution d'un peigne de Dirac  $\Psi_p$  de période  $p$ , par une fonction porte de largeur  $a$  (Figure I.11).



- Figure I.11 -

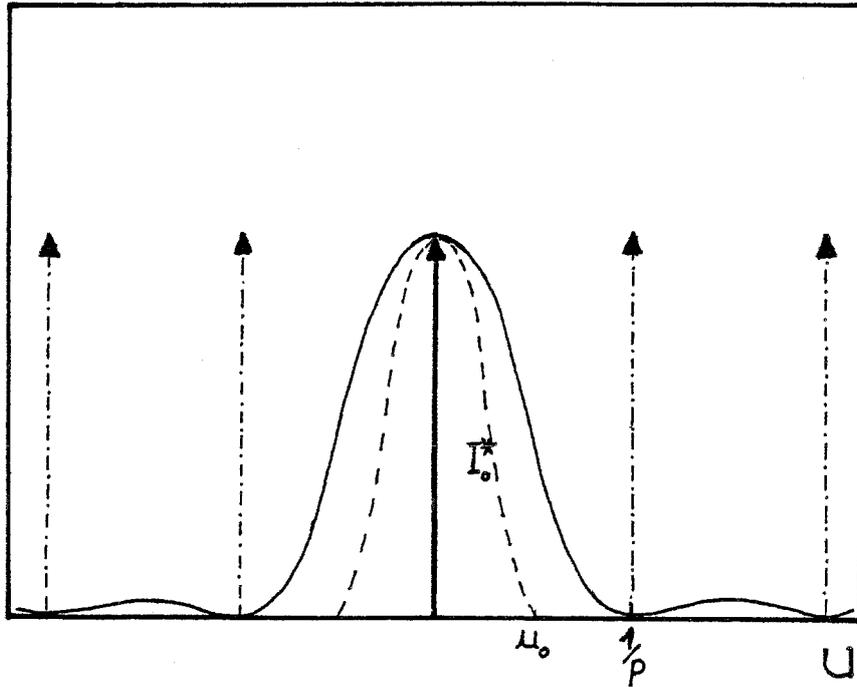
Fonction de transfert (spatiale) d'un multidétecteur de facteur de remplissage  $ff = a^2/p^2$ .

La taille finie du multidétecteur introduit une convolution supplémentaire de la FTM par une fonction sinc "étroite" que je négligerai ici.

Deux cas sont possibles, selon que  $ff = 1$  ou pas.

a)  $ff = 1; 1/a = 1/p$

Les zéros de la fonction  $(\sin(2\pi ua)/\pi ua)^2$  correspondant à la porte intégratrice, tombent à l'emplacement des pics de Diracs du peigne d'échantillonnage : la FTM résultante est bien un Dirac à l'origine, l'échantillonnage est correct (figure I.12).

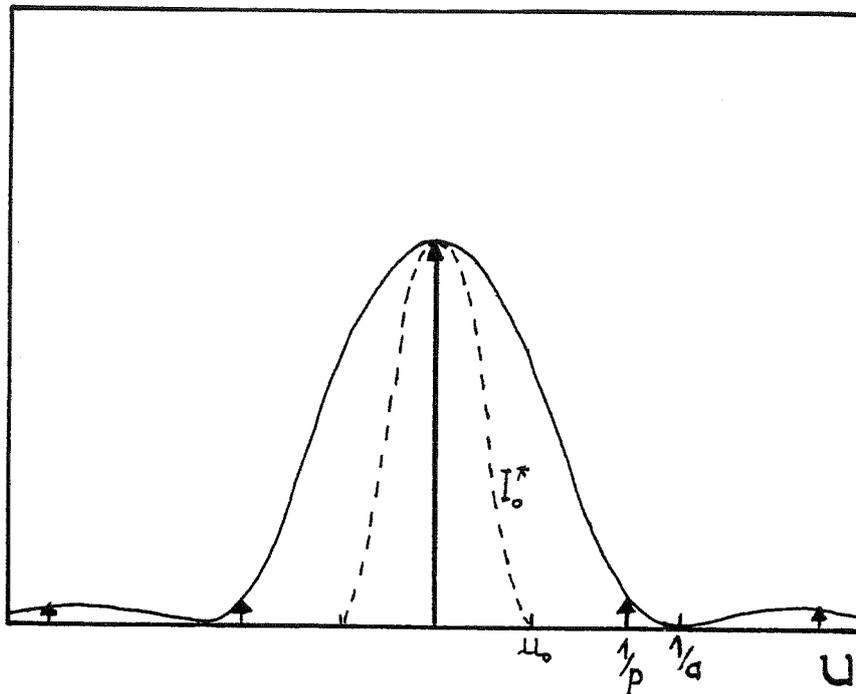


- Figure I.12 -

*Fonction de Transfert de Modulation d'un multidétecteur de facteur de remplissage unité (rapporté à une dimension).*

b)  $ff < 1; l/a > 1/p$

La Fonction de Transfert de Modulation présente des résidus aux fréquences multiples de  $1/p$  (figure I.13), dus au facteur de remplissage incomplet. Cependant, ceci n'est pas gênant si le critère de Nyquist est respecté car dans ce cas,  $1/p > 2u_0$ , et le spectre incident n'est pas affecté par les résidus d'échantillonnage; la FTM reste correcte pour étudier l'image de l'objet intéressé.



- Figure I.13 -

*Fonction de Transfert de Modulation d'un multidétecteur de facteur de remplissage inférieur à l'unité, dans la cas où le critère de Shannon est respecté. L'analyse de l'image reste correcte.*

#### I.VIII.5 CONCLUSION: CHOIX DE L'ECHELLE FOCAL

En conclusion, c'est l'échelle focale (nombre de seconde d'arc par pixel de détecteur) qui détermine la qualité de l'analyse d'une image par un multidétecteur. La notion de bruit de phase est absente du formalisme de Shannon à partir du moment où le critère de Nyquist est respecté. Ceci est renforcé par le théorème complémentaire qui veut que la qualité de l'échantillonnage ne dépende pas de la position des échantillons, c'est à dire, si le détecteur (échantillonneur)

est fixe, de la position de l'image sur ce détecteur.

La notion de micro-balayage intervient seulement dans les débuts de l'imagerie infrarouge, du fait de la petite taille des détecteurs actuellement disponibles.

Dans la mise au point de notre caméra, étant donné la taille relativement étendue du détecteur utilisé, nous avons procédé par juxtaposition de champs voisins ou superposés, dans l'hypothèse d'un échantillonnage correct, pour obtenir des images plus étendues que le simple champ de la caméra (voir chapitre 6). Le choix de l'échelle focale de l'IRCCD s'appuie sur l'estimation réalistico-pessimiste d'un "seeing" moins bon que deux secondes d'arc sur le site de l'Observatoire de Haute Provence, où les essais et les premières observations furent faits.

Cette échelle focale et le montage optique correspondant seront revus pour une prochaine mission au Télescope Franco-Canadien d'Hawaï (CFHT).

	Bande K 2.2 $\mu\text{m}$	Bande L' 3.8 $\mu\text{m}$	Bande M 4.8 $\mu\text{m}$
Diamètre 2 m	0.23	0.39	0.49
Diamètre 4 m	0.11	0.20	0.25

- Table I.14 -

*Valeurs des différentes fréquences de coupures (mesurées en seconde d'arc) correspondant aux trois bandes photométriques K, L' et M, au foyer d'un télescope de 2 m (exe: OHP) et d'un télescope de 4 m (exe: CFH). Aux longueurs d'onde utilisées dans ce travail, ces valeurs sont toujours supérieures au "seeing" sur le site où le télescope est installé. Ce ne sera plus vrai lors d'observations effectuées à 10  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde.*

Dans la pratique, il "passe" toujours des hautes fréquences dans l'image après reconstitution car on ne peut être vraiment sûr de l'absence de hautes fréquences qu'au delà de la fréquence de coupure du télescope ( $\approx \lambda/a$ ) et ce d'autant plus que les temps d'intégration utilisés jusqu'ici ne sont pas très grands devant le temps de cohérence de l'atmosphère aux longueurs d'onde considérées.

De plus, le bruit spatial, toujours présent, se trouve replié de toute façon. On est alors amené, au dépouillement, à

filtrer les images de manière à retrouver la résolution procurée par le "seeing" en éliminant le bruit spatial excédentaire (voir chapitre 6).

## CHAPITRE 2

### RAPPELS DE PHYSIQUE DU SOLIDE

#### II.1 INTRODUCTION

La plupart des détecteurs actuellement utilisés en observation IR utilisent la propriété qu'ont certains matériaux convenablement "préparés", de disposer de réserves d'électrons "inactifs" en l'absence d'un apport d'énergie extérieure.

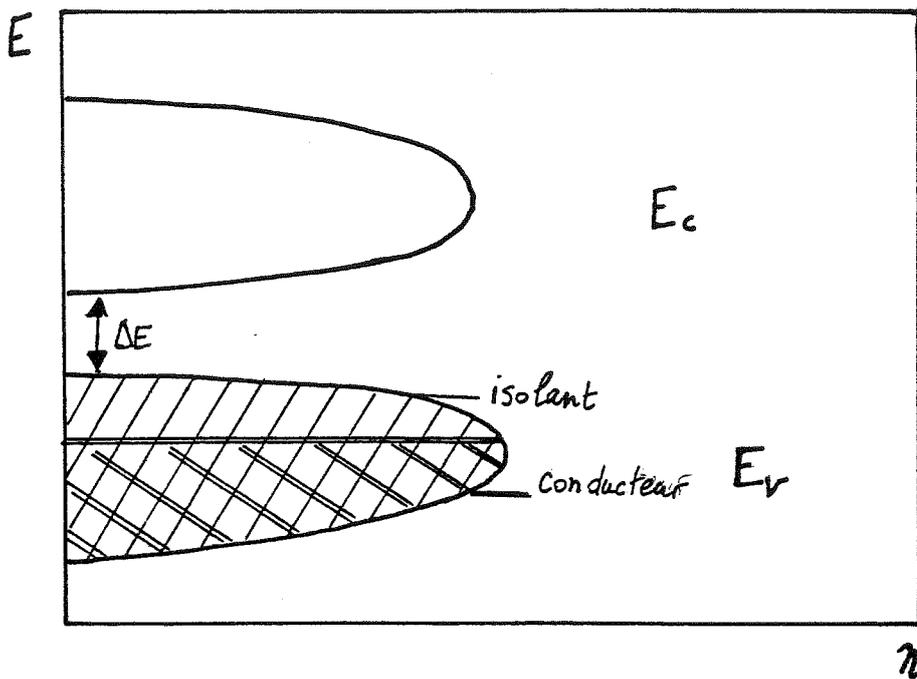
Sous l'effet d'un apport d'énergie extérieure (éclairage, élévation de température, etc...), ces électrons peuvent changer d'état à l'intérieur du solide auquel ils appartiennent et être alors détectés par un système physique approprié. C'est la façon dont ces charges sont exploitées qui permet de distinguer plusieurs "types" de détecteurs.

Ces détecteurs "à électrons" sont appelés détecteurs quantiques, parce que l'électron est un quantum électrique, et qu'ils sont dans la plupart des cas, utilisés dans l'observation de sources "quantiques" telles que définies au paragraphe I.IV. Si  $h\nu \gg kT$ , le détecteur a affaire à des photons individualisés dont chacun va pouvoir donner naissance

à un électron, avec une probabilité  $\eta$ , qui est le rendement quantique. Il suffit que l'énergie du photon soit supérieure à une certaine valeur pour que l'électron correspondant devienne détectable.

## II.II STRUCTURE EN BANDE

Dans un solide, où les atomes sont rangés en une structure périodique, les électrons des couches périphériques ont accès à des niveaux d'énergie non plus discrets, mais "rassemblés" en bandes d'énergie de largeur finie. C'est selon que la dernière bande d'énergie du solide en question est partiellement ou entièrement remplie (figure II.1), que le solide est un conducteur ou un isolant (Vapaille, 1970).



- Figure II.1 -

Diagramme des bandes d'énergie dans un solide. L'ordonnée représente l'énergie des électrons et l'abscisse la densité  $n$  d'électrons d'énergie comprise entre  $E$  et  $E+dE$ .

L'intervalle  $\Delta E$  entre les bandes d'énergie de Valence  $E_v$  et de Conduction  $E_c$ , est interdit aux électrons: pour passer d'une bande d'énergie à une autre, ceux-ci doivent d'abord acquérir une énergie suffisante pour franchir cette *Bande Interdite* (BI). Dans un matériau comme le Silicium, par exemple, à 0 K, la bande la plus élevée en énergie (bande de Conduction) est vide d'électrons, tandis que celle qui vient immédiatement en dessous sur l'axe des énergies (bande de Valence), est pleine: le Silicium est un isolant.

A  $T > 0$  K, ou sous l'effet d'un éclaircissement lumineux, des électrons sont susceptibles de passer de la bande de valence à la bande de conduction, rendant ainsi le Silicium conducteur, mais cependant pas dans de grandes proportions, d'où l'appellation de "semi-conducteur". Lorsqu'il est passé dans

la bande de conduction, l'électron concerné peut être détecté, ne serait-ce que parce que la résistance du barreau de semiconducteur a varié.

Rq: Lorsqu'il passe dans la bande de conduction, l'électron laisse un "vide" dans la bande de valence. Ce vide permet alors à l'ensemble des électrons "restants", de participer à la conduction dans la bande de valence. C'est pourquoi on considère ce vide de charge comme une particule à part entière, de charge *positive*, qu'on appelle un trou. Par la suite, je ne mentionnerai quasiment plus que les électrons.

Le jeu consiste donc à obtenir des électrons à partir des photons, puis à les "récupérer" par un moyen ou par un autre. Qu'un électron soit reconnu parce qu'il a été accéléré par le champ électrique régnant dans la Zone de Charge d'Espace d'une jonction PN (cf. II.V), ou par celui découlant de la ddp aux bornes d'un photoconducteur (cf. II.IV), ou qu'il soit récupéré parce qu'il tombe dans le puits de potentiel créé sous une électrode MIS (cf. II.VII.1), il provient toujours de la "réserve" des électrons qui ne peuvent se manifester que s'ils gagnent l'énergie d'un photon (à 0 K). On trouvera dans l'article de Williams (1986), une étude intéressante des photodétecteurs en général.

Dans le Silicium la largeur de la BI à  $T = 200$  K (température usuelle d'utilisation des CCD du domaine visible), vaut :

$$\Delta E_{cv}(200 \text{ K}) = 1.14 \text{ eV} \quad (1\text{eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Joule})$$

La longueur d'onde d'un photon incident devra donc être inférieure à

$$\lambda_0 = hc/\Delta E_{cv} = 1.09 \mu\text{m}.$$

pour que celui-ci ait une chance d'être détecté.

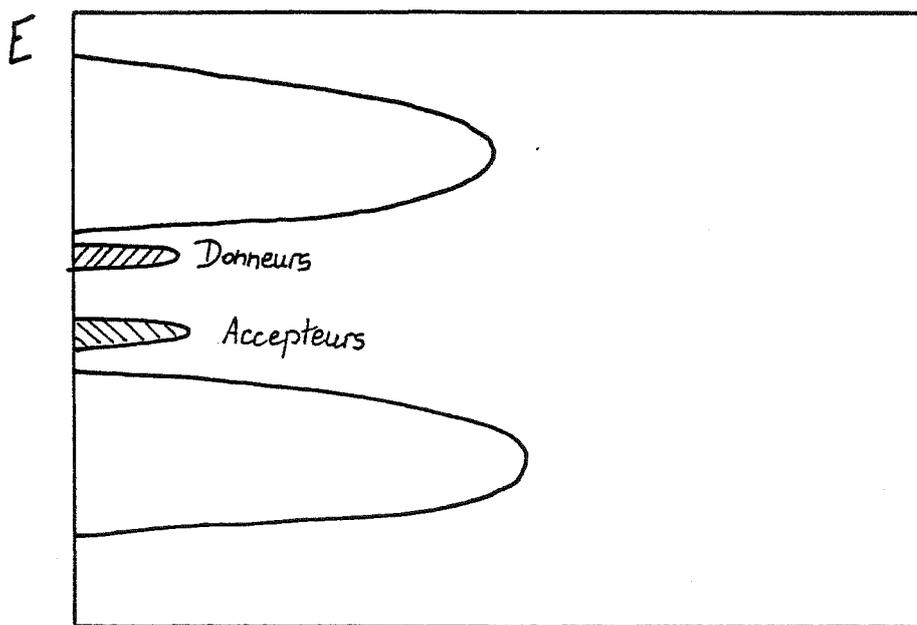
c'est ainsi qu'un dispositif basé sur le Silicium sera capable de détecter des photons jusqu'à  $1 \mu\text{m}$  de longueur d'onde.

Ce principe est utilisé dans les CCD du domaine visible (Fauconnier, 1983).

## II.III SEMI CONDUCTEUR DOPE

### II.III.1 COMPOSES SIMPLES

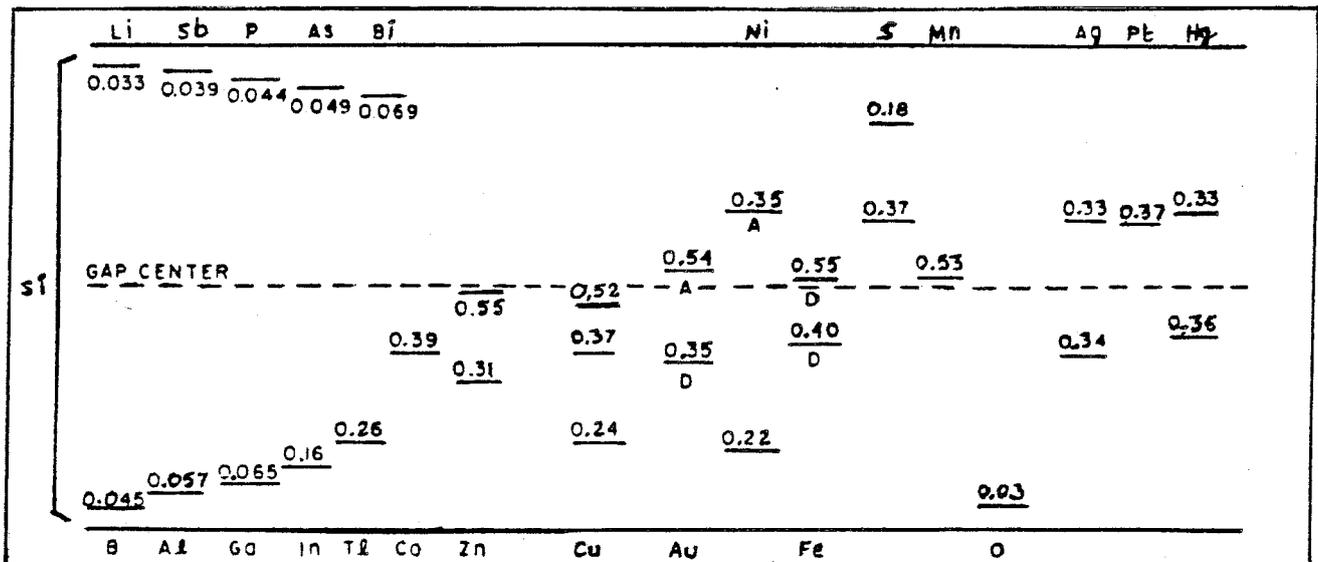
Pour détecter des photons de moindre énergie, dans l'infrarouge proche, on utilise des semiconducteurs dopés: on introduit dans le cristal de Silicium des atomes ayant une structure atomique identique, à un électron près. Ce faisant, on introduit dans le diagramme des bandes de ce cristal une bande parasite (figure II.2), dite "bande d'impuretés" (Fournet, 1969), qui constitue alors un réservoir de charges plus facile à exploiter. Selon que l'impureté possède un électron de plus ou de moins que le cristal accepteur, on dit que l'on introduit un niveau "donneur" (semiconducteur dopé N) ou "accepteur" (semiconducteur dopé P).



- Figure II.2 -

Diagramme des bandes avec introduction de bandes "parasites", situées à proximité de la bande de Valence ou de Conduction, selon que l'atome dopant est de type accepteur ou donneur d'électron.

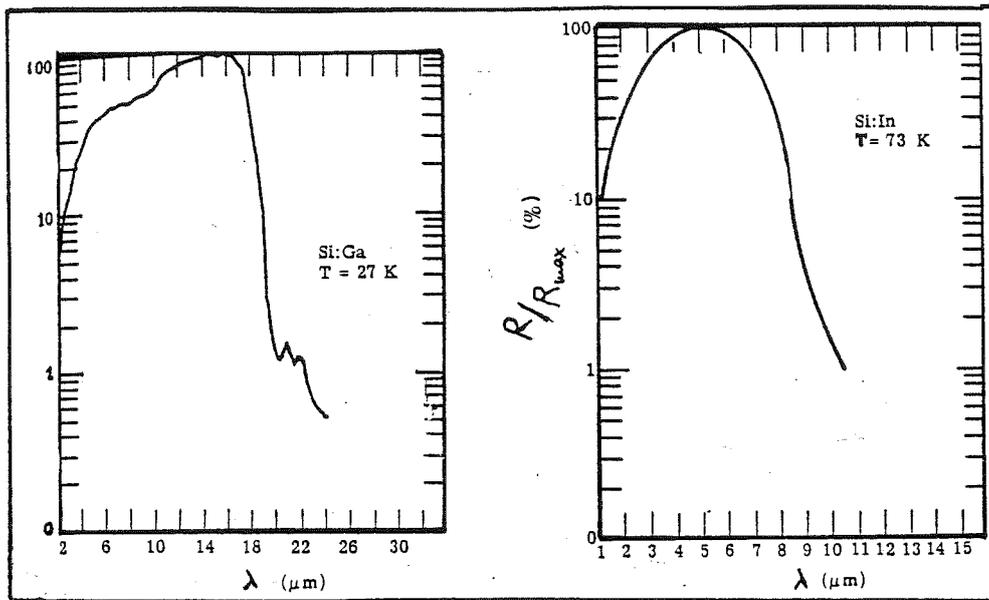
Par exemple, Pour un électron du Silicium dopé à l'Indium, la BI à franchir pour pouvoir accéder à la bande de conduction n'est plus que de 0.16 eV, ce qui correspond à une longueur d'onde de coupure de 7  $\mu\text{m}$ .



- Table II.3 -

Positions des niveaux d'énergie parasites introduits par différents dopants possibles du Silicium. La largeur de la nouvelle BI (en eV) est indiquée (d'après Conwell, 1958, et Sze et Irvin, 1968).

De même, le Silicium dopé au Gallium (BI = 0.065 eV) permet de détecter les photons jusqu'à 17  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde; ce matériau sera utilisé dans la réalisation du futur détecteur de la voie "10  $\mu\text{m}$ " de la caméra INSU.



- Figure II.4 -

Courbes de sensibilité spectrale (en  $A.W^{-1}$ , normalisée à 1) du Silicium dopé à l'Indium et au Gallium (d'après Wolfe et Zissis, 1978). La température de fonctionnement d'un détecteur dopé au Gallium est plus basse à cause de l'effet "aveuglant" de l'agitation thermique.

### II.III.2 COMPOSES MULTIPLES

D'autres composés sont utilisés pour disposer d'une BI adaptée aux longueurs d'ondes supérieures à 1  $\mu\text{m}$ . Par exemple l'InSb, constitué de deux éléments situés de part et d'autre de la colonne IV-b du tableau de classification périodique des éléments est un composé binaire dont la largeur de la BI correspond à une longueur d'onde de coupure proche de 5  $\mu\text{m}$ .

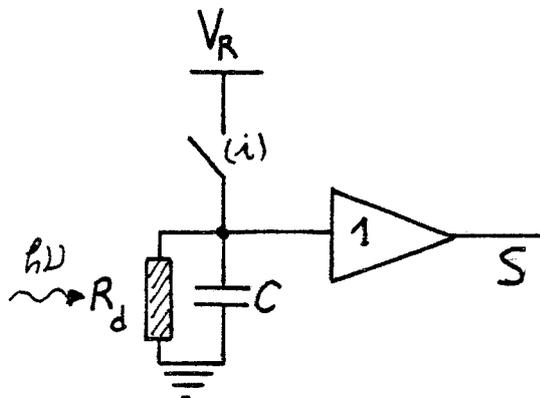
Enfin, on peut utiliser des composés ternaires comme le HgCdTe, où l'on fait varier le rapport HgTe/CdTe, en modifiant le paramètre  $x$  de la formule  $\text{Hg}_{(1-x)}\text{Cd}_x\text{Te}$ , pour faire varier

la BI (Lanir et al., 1978). Dans un tel composé, les lacunes en Hg se comportent en sites accepteurs d'électrons et l'ensemble du matériau se comporte comme un semiconducteur intrinsèque "de type P".

C'est dans un tel semiconducteur que sont réalisées les diodes qui constituent les points élémentaires de l'IRCCD.

#### II.IV DETECTEUR PHOTOCONDUCTEUR

Dans le semiconducteur convenablement dopé, les photons incidents libèrent des charges électriques, modifiant ainsi la conductivité du cristal. La modification de résistance électrique qui en découle est détectée dans un montage comparable à celui de la figure II.5



- Figure II.5 -

*Schéma électrique utilisant un photoconducteur. La résistance  $R_d$  est celle du détecteur et est modifiée en fonction du flux de photons incident.*

C est d'abord chargée à la tension de recharge  $V_R$ , puis  $(i)$

est ouvert et C se décharge dans  $R_d$ , plus ou moins vite selon sa valeur, c'est à dire le flux incident. Le montage suiveur mesure la valeur de la tension aux bornes de C sous haute impédance; la mesure de S juste après la recharge, puis après un certain temps t (analogue au temps d'intégration), permet de remonter à la quantité de photons arrivés sur  $R_d$  pendant t.

## II.V DETECTEUR PHOTOVOLTAIQUE

Le détecteur est ici une diode, constituée de deux zones, N et P en contact et polarisée en inverse ( $V_N > V_P$ ). Les photons incidents libèrent des charges qui sont accélérées par le champ électrique régnant dans la jonction de la diode (Kittel, 1967). Le flux incident, en modifiant la densité de porteurs de charge, module le courant inverse de la photodiode. La mesure de ce courant permet de remonter au flux de photons incidents par seconde. Ce type de détecteur est celui utilisé dans la caméra IRCCD 32x32, aussi en trouvera-t-on une description plus complète au chapitre III.

## II.VI RENDEMENT QUANTIQUE ET REPOSE SPECTRALE

### II.VI.1 REPOSE EN COURANT

Historiquement, l'observation infrarouge a commencé avec des monodétecteurs qui, quel que soit leur principe de détection, étaient le plus souvent utilisés en continu, et leur réponse caractérisée par un courant, qui passait plus ou moins bien selon l'éclairement. Par ailleurs, Le signal incident sur le détecteur représente une certaine quantité d'énergie reçue par unité de temps; la réponse (*en courant*) du monodétecteur est alors mesurée en Ampères/Watts (figure II.6).

Les multidétecteurs fonctionnant tous sur le principe de la détection quantique et dans le mode "accumulation de charges

pendant un temps  $t_i$ ", sont plutôt analysés en termes de rendement quantique et de quantité d'électrons détectés. Ils ne fonctionnent pas "en continu" mais comptent les photoélectrons pendant, le temps d'intégration  $t_i$ . Si  $\langle N_e \rangle$  est le nombre moyen d'électrons comptés pendant  $t_i$ , le courant moyen correspondant est :

$$\langle I \rangle = e \cdot \langle N_e(t_i) \rangle / t_i.$$

Si  $N$  est le flux de photons moyen tombant sur le détecteur, on a :

$$\langle I \rangle = e \cdot \eta N$$

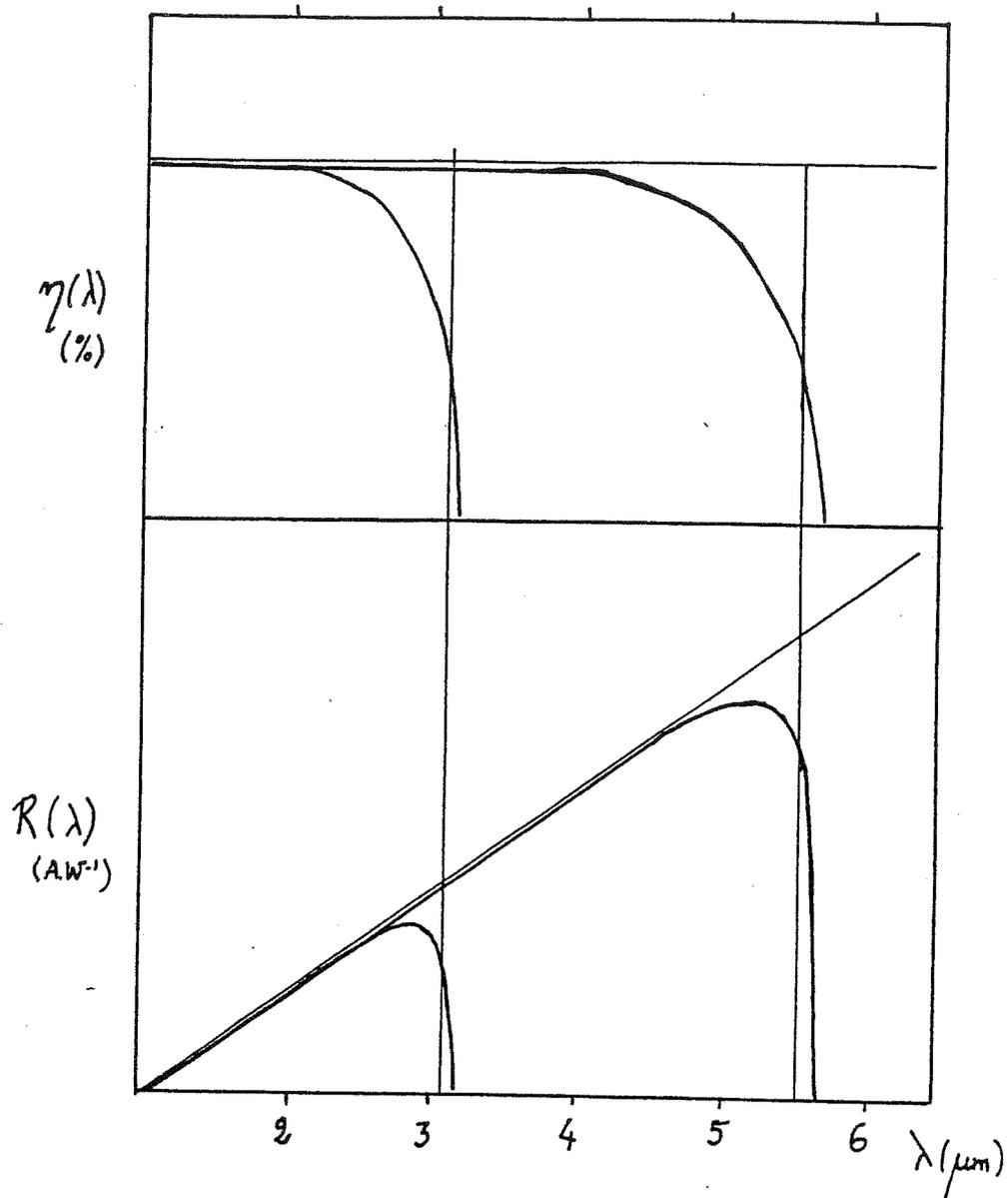
Pour une puissance incidente :

$$\langle P \rangle = N \cdot hc / \lambda$$

La réponse en courant du détecteur est égale à :

$$R_{A/W}(\lambda) = e \cdot \lambda \eta(\lambda) / hc$$

Pour un détecteur parfait, de rendement quantique constant égal à 1 (jusqu'à la longueur d'onde de coupure), la réponse en courant est proportionnelle à  $\lambda$ . Le détecteur n'est pas "meilleur au grandes longueurs d'ondes", son rendement quantique est *constant*.



- Figure II.6 -

Réponse en courant et rendement quantique correspondant, pour deux détecteurs coupant à 3 et 5.5  $\mu\text{m}$ . à  $\eta$  constant correspond  $R \propto \lambda$ . Les deux grandeurs sont normalisées; la droite  $R(\lambda)$  "parfaite" passe par (0,0).

## II.VII ACCUMULATION, STOCKAGE ET LECTURE DES ELECTRONS DETECTES

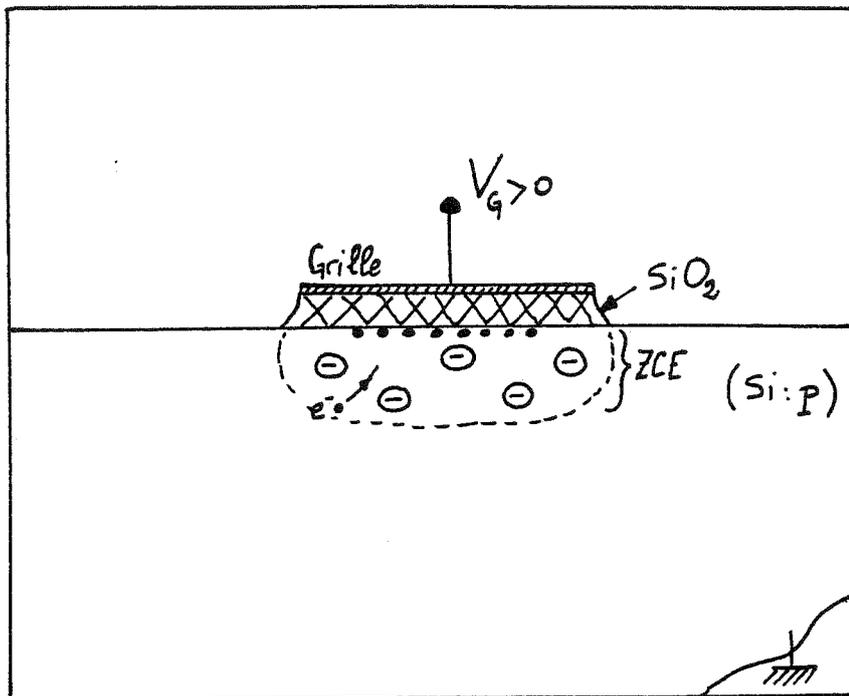
Dans un multidétecteur quantique, qui génère des charges pixel par pixel, ceux-ci ne peuvent pas être lus tous en même temps. On est alors amené à stocker les charges procurées pendant le temps d'intégration, puis à les lire séquentiellement.

les détecteurs "solides" stockent leurs charges sous des électrodes polarisées à cet effet. Un exemple important est la capacité MIS ou MOS.

### II.VII.1 CAPACITE MIS

un condensateur MIS (Métal-Isolant-Semiconducteur) est constitué d'une électrode métallique, ou grille, déposée sur un semiconducteur et isolée de celui-ci (Sze, 1969). Dans la majorité des cas qui concernent le Silicium, l'isolant employé est l'oxyde de Silicium  $\text{SiO}_2$ , d'où le nom de condensateur MOS (pour Métal-Oxyde-Semiconducteur), également employé (Figure II.7).

Le substrat du semiconducteur employé peut être de type P ou N, selon l'impureté utilisée pour le dopage. Comme le détecteur concerné par la caméra IRCCD 32x32 possède un substrat "équivalent P", je présenterai la capacité MOS sur substrat P (on change P en N, + en - , "électron" en "trou" et  $N_a$ (ccepteurs) en  $N_d$ (onneurs) pour le dispositif sur substrat N).



- Figure II.7 -

Structure d'une "capacité" MOS implantée sur du Silicium de type P. Si on applique un potentiel  $V > 0$  (par rapport au substrat) sur la grille G, les trous majoritaires du semiconducteur dopé P sont repoussés, laissant sous G une région vide de porteurs, la Zone de Charge d'Espace (ZCE).

La ZCE est créée à l'instant  $t = 0$  où le potentiel  $V_G > 0$  est appliqué. Par la suite, le système (grille - isolant - semiconducteur) revient à l'équilibre, c'est à dire que des charges (ici des électrons) sont générées dans la ZCE et viennent s'accumuler à l'interface Si- $SiO_2$ , constituant une "couche d'inversion" et comblant la Zone de Charge d'Espace (Berger et al., 1980). Lorsque le condensateur MOS est utilisé comme détecteur (dispositif CID, Lacombe, 1986), ce sont les photons incidents qui créent des paires électron-trou, que le champ électrique régnant dans la ZCE sépare.

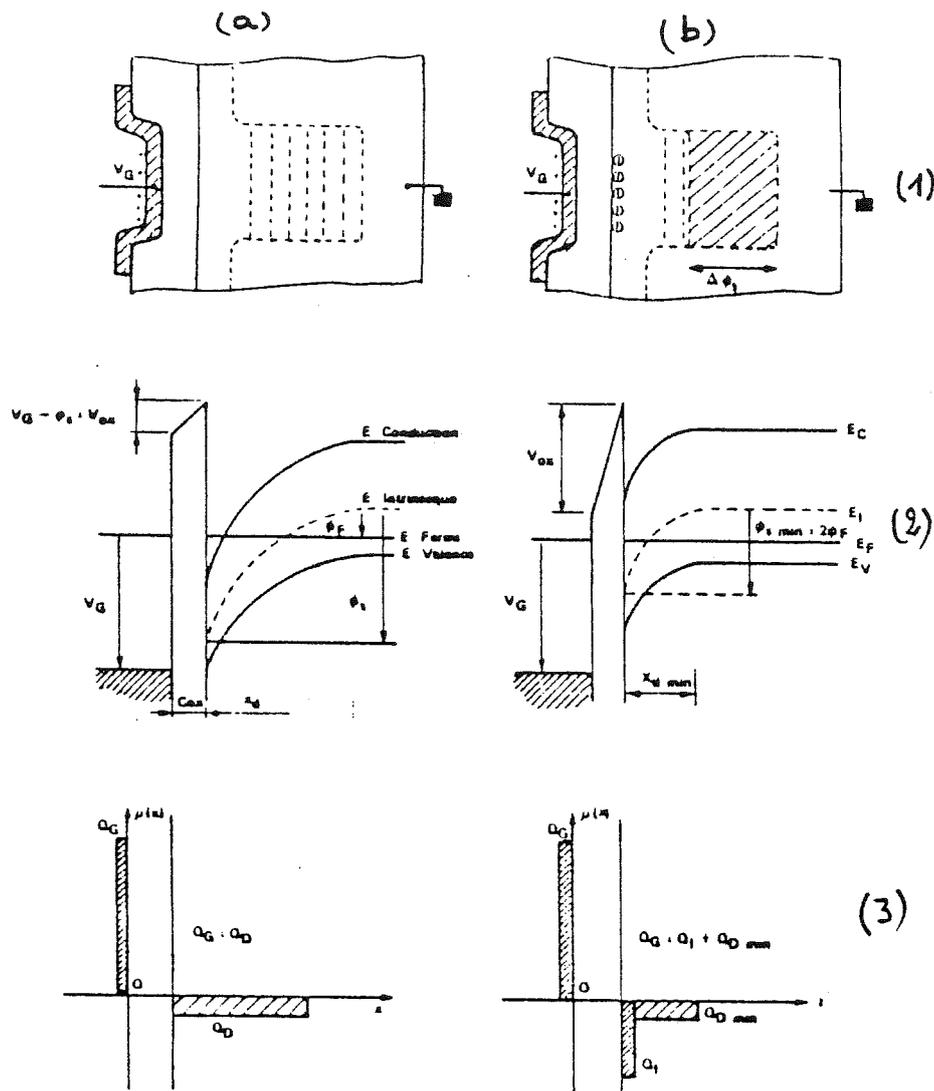
L'agitation thermique est également responsable d'une

génération de charges, correspondant au courant d'obscurité (cf § I.VII.4).

## II.VII.2 ACCUMULATION ET LECTURE DES CHARGES

La capacité MOS peut être simplement utilisée comme instrument de stockage et/ou de lecture des charges détectées. Dans ce cas, le système est constamment en état de déséquilibre: les électrons constituant le signal sont injectés ou transférés en un temps très court devant le temps de relaxation thermique du condensateur MOS.

Pour une tension  $V_G$  appliquée constante, le potentiel  $\phi_s$  à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> varie lorsque des charges sont accumulées sous la grille (figure II.8), et que le *puits de potentiel* "creusé" sous celle-ci, se comble.



- Figure II.8 -

Puits de potentiel "creusé" sous une électrode polarisée (1), diagramme des bandes correspondant (2) et répartition des charges (3), dans le cas où le puits de potentiel est vide (a) et où il se remplit (b), d'après Berger et al., 1980.

Un condensateur MOS peut ainsi stocker un certain nombre de charges, soit:

$$N_{\max} = 1/e \cdot C_{\text{ox}}(V_G - V_T)$$

où  $C_{\text{ox}}$  est la capacité (d'oxyde) de la grille et  $V_T$  la tension de seuil du condensateur MOS. Si  $V_G < V_T$ , la couche d'inversion ne peut se constituer. Les charges stockées

peuvent ensuite être lues en sortie, soit par transfert séquentiel vers d'autres grilles MOS et conversion charge - tension (CCD), soit par destruction du paquet de charge par injection d'un courant (CID).

### II.VII.3 AUTRES SYSTEMES DE LECTURE

Un autre cas de couplage détection-lecture est encore possible; il s'agit du dispositif DVR ("Direct Voltage Readout"), dont l'équivalent Américain est DRO ("Direct ReadOut"), et Français LDT (Lecture Directe en Tension). Ce montage, utilisé avec un détecteur photoconducteur (cf. Figure II.5), permet de mesurer la tension aux bornes de C grâce à un transistor MOS, monté en source suiveuse, que l'on repère par un adressage de type ligne-colonne ("x-y"), analogue au système CID. Ce montage est celui actuellement développé pour la version "grandes longueurs d'ondes" d'ISOCAM et de la caméra INSU.

## CHAPITRE 3

### LA CAMERA IRCCD 32x32

#### III.1 INTRODUCTION

Alors que dans le visible, la révolution-CCD, commencée il y a bientôt 15 ans est pratiquement terminée, au sens où les détecteurs ont atteint leurs performances limites (dimension mise à part), les travaux visant à faire bénéficier l'observation astronomique (et autre) de véritables imageurs infrarouge, donnent tout juste leurs premiers résultats. Les laboratoires possédant la maîtrise technologique nécessaire à la fabrication de tels imageurs obtiennent déjà des composants de très bonne qualité mais le caractère encore expérimental et ... calfeutré des recherches concernées fait de chacun de ces dispositifs et du système qui lui est associé, un prototype.

C'est donc en parallèle de développements "classifiés" que l'astronomie bénéficie de ces nouveaux détecteurs; il est remarquable que nous ayons, pour notre part travaillé à la mise en oeuvre de tels imageurs en même temps que le laboratoire fabricant, et que les premières images "hors labo" obtenues avec l'IRCCD du LIR aient été obtenues sur le ciel,

par une équipe d'astronomes Grenoblois et Lyonnais.

Le travail présenté dans ce document s'inscrit donc dans cette préhistoire de l'imagerie multicanal infrarouge et lorsque les caméras infrarouges seront opérationnelles, il est probable qu'il apparaisse obsolète; en effet si le développement des détecteurs infrarouge se fait aussi vite que celui des CCD du visible, on verra bientôt des "super caméras" comprenant  $10^5$  pixels et plus.

Cependant, lorsqu'on voit que l'on envisage d'installer sur ISO, c'est à dire dans une demi douzaine d'années, une "simple" caméra IR 32x32, on réalise le pas de géant que ce "petit" format fait franchir à l'observation IR. Il faut maintenant attendre les mosaïques 1000x1000 pour gagner un facteur équivalent à celui apporté par les mosaïques 32x32 par rapport aux monodétecteurs! Il est probable et même certain que d'ici le lancement d'ISO, les détecteur au sol seront passés au format 128x128 au moins, ce qui est heureux, car cela permettra de préparer la mission spatiale par des observations faites au sol, avec un dilemme "champ - résolution - sensibilité" partiellement résolu.

Le caractère totalement nouveau de l'imagerie Infrarouge "Hard" (par opposition à l'imagerie "Soft" où les points de mesure successifs sur le ciel sont ensuite rassemblés en une carte, par un traitement informatique approprié) nous a obligé à résoudre tous les problèmes "classiques" de l'observation infrarouge en plus de ceux qu'introduit le fait de devoir gérer 1024 détecteurs en même temps.

La réalisation de la version "définitive" de la caméra IRCCD s'est effectuée en plusieurs temps et le découpage de ce chapitre suit plus ou moins le déroulement de ces étapes.

Dans la première partie, on trouvera une présentation du détecteur lui-même, la "puce" HgCdTe/CCD et son mode de fonctionnement tels qu'ils étaient connus au début de l'histoire.

La deuxième partie traite de la première maquette de caméra réalisée à partir de l'IRCCD, des choix de gestion du détecteur effectués alors et des résultats obtenus lors d'une

première mission d'observation effectuée à l'Observatoire du Pic du Midi et de Toulouse (OPMT).

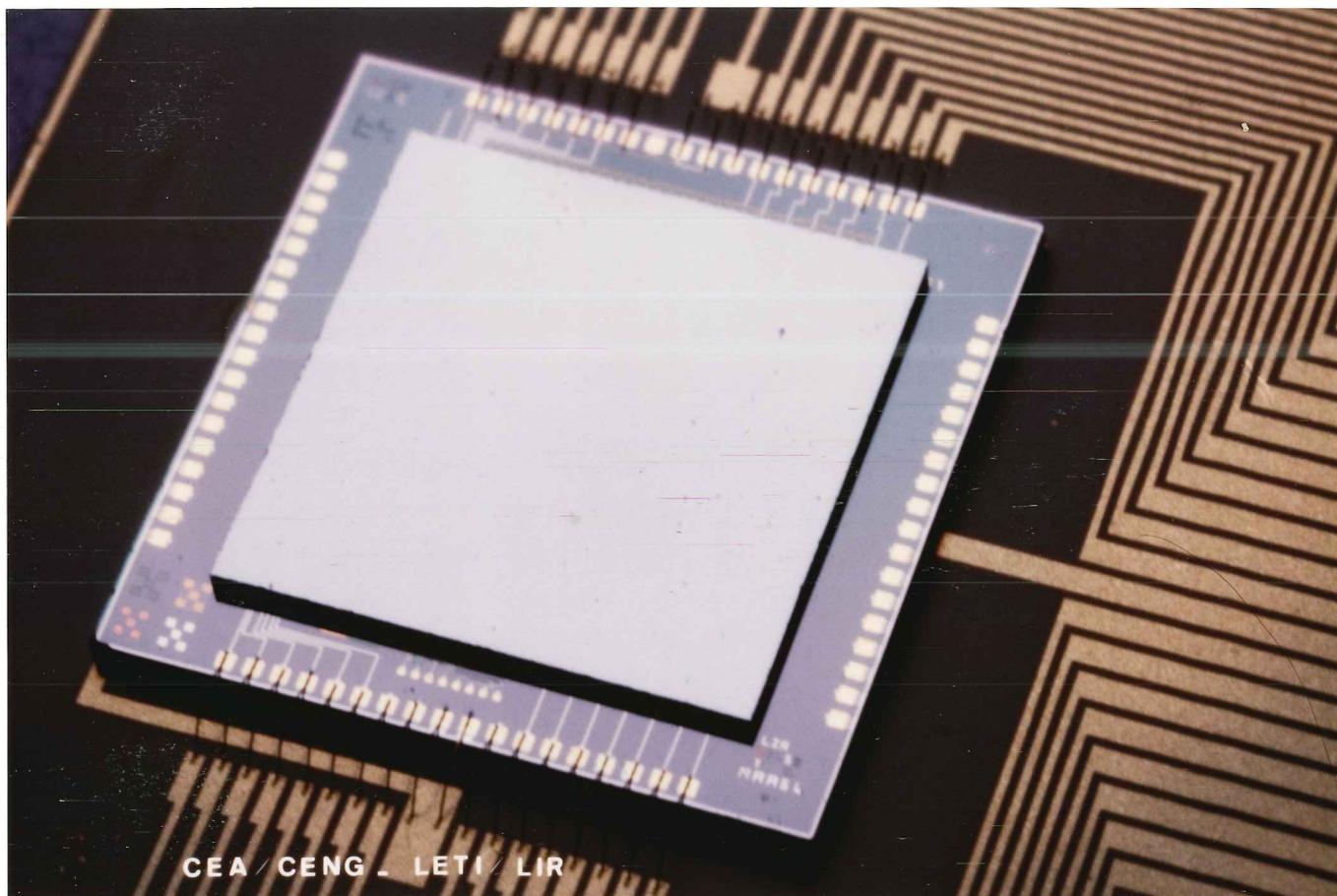
L'exploitation de ces résultats a conduit à la remise en cause de certains choix de l'électronique de lecture et dans la troisième partie, tirant la leçon des premières expériences, on décrit le système utilisé actuellement et qui a permis d'obtenir les résultats présentés à la fin de cette thèse.

On remarquera les caractères légèrement hétéroclite du système réalisé dont certains de ses maillons n'ont d'autre raison d'être employés que celle d'avoir été disponibles au moment où nous avons besoin de "quelque chose qui fasse ceci" (exemple: le CAMAC, le HP1000, l'ancien bâti du Tavelographe, etc...). Cet aspect de l'expérience aura été un handicap dans certains cas mais a également permis d'acquérir un certain recul par rapport à ce que doit être la procédure d'observation avec un (grand) multidétecteur infrarouge.

On peut également voir le bon côté des choses et signaler que:

- grace à la configuration HP1000-CAMAC, nous avons pu bénéficier des facilités informatiques disponibles en salle de contrôle du télescope de 193 cm de l'Observatoire de Haute Provence (voir chapitre V).

- Grace au bâti "tavelures", qui comporte un banc d'optique amovible, on peut concevoir différents modules d'optique de reprise sur télescope et rendre la caméra versatile.



*La mosaïque IRCCD 32x32 utilisée dans la caméra. On distingue la céramique (en noir sur le fond) sur laquelle sont gravées les pistes dorées qui servent à relier le détecteur au monde extérieur. Le détecteur est constitué de deux étages, l'étage inférieur (au sens propre sur la photographie) est le circuit de lecture à transfert de charges (CCD). l'étage supérieur est la mosaïque de 1024 diodes au HgCdTe, éclairées en face arrière (voir § III.II.1) et implantées dans le Substrat CdTe qui constitue la face brillante uniforme au sommet de l'ensemble. Avec l'aimable autorisation du LIR-LETI.*

## PRESENTATION DU DETECTEUR IRCCD 32X32

### III.II LE DETECTEUR IRCCD 32 X 32

Le coeur de la caméra est évidemment le détecteur lui-même. Construit au Laboratoire InfraRouge (LIR) du Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique (LETI) du Centre d'Etudes Nucleaires de Grenoble (CENG), il comporte  $32 \times 32 = 1024$  points élémentaires (Pels) ou Pixels (Picture element).

Il est en fait constitué de deux parties distinctes, qui sont fabriquées séparément puis hybridées par une série de 1024 connections en métal mou, l'Indium (les fameuses billes...).

L'une de ces parties est le détecteur proprement dit, une mosaïque de  $32 \times 32$  photodiodes réalisées à partir d'un composé ternaire, le HgCdTe.

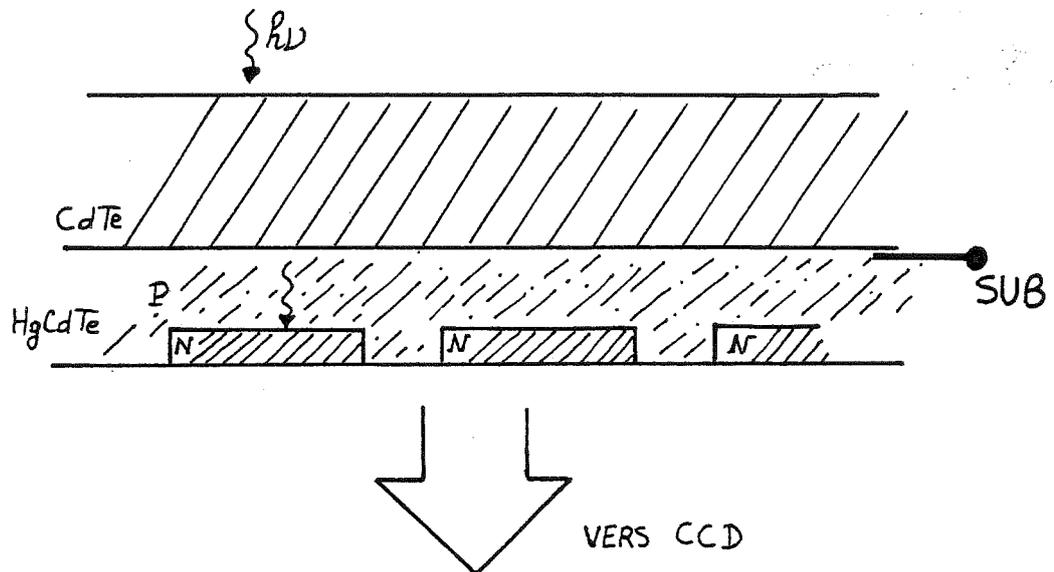
La deuxième partie du "détecteur" est son circuit de lecture: c'est un Circuit à transfert de charges "classique" (CCD). Ce circuit est réalisé en Silicium extrinsèque de type P, il transporte des électrons qui lui sont fournis par les photodiodes.

En fait, la partie la plus remarquable du détecteur dans son ensemble, est l'étage qui réalise le couplage électrique entre les deux moitiés cités ci-dessus. C'est la maîtrise de la technologie de l'hybridation d'une mosaïque de détection (photodiodes) sur une "mosaïque de lecture" (CCD), qui permet de disposer d'un récepteur complet, associant un étage de détection performant comme les diodes au HgCdTe à un étage de lecture également performant et relativement classique comme le CCD, qui commence à être bien connu des astronomes.

Appliquée à d'autres paires de système de détection/lecture, la technique de l'hybridation permet de fabriquer des détecteurs bidimensionnels tous plus fous les uns que les autres: PC/CCD comme dans la première maquette d'imageur, ou PC/DVR comme il est prévu pour la caméra grande longueur d'onde d'ISO.

### III.II.1 LA MOSAÏQUE DE DIODES

Chaque diode est réalisée par diffusion dans un substrat de type P, d'une région de type N (Lamir et al, 1978). Sur une base en CdTe (figure III.1), transparente aux photons de longueur d'onde supérieure à  $1\mu\text{m}$  du fait de la largeur de sa bande interdite, on fait croître une couche de HgCdTe. Du fait de ses lacunes en Mercure, le composé ternaire se comporte comme un semiconducteur intrinsèque de type P.



- Figure III.1 -

*Implantation des zones N (saturées en mercure) dans le substrat P en HgCdTe. Les photons arrivent par la face arrière du dispositif.*

Les zones N, qui définissent la localisation physique des diodes sont réalisées par diffusion d'atomes de Mercure qui comblent les lacunes P présentes. La composition  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  est ajustée de manière à obtenir une largeur de Bande Interdite de quelques dixièmes d'électron-Volt, rendant le matériau sensible aux photons de longueur d'onde  $\leq 5-6\mu\text{m}$ .

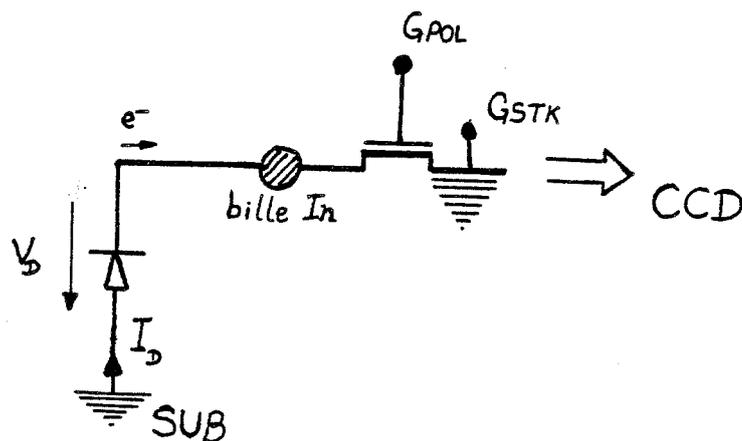
Bien qu'il soit un peu arbitraire de parler d'une "face avant" et d'une "face arrière" dans un dispositif comme celui-ci, du fait de la situation de la mosaïque de diodes dans le montage final hybridé sur CCD, les diodes sont dites "éclairées en face arrière", c'est à dire à travers la couche de substrat CdTe, qui sert de support aux implantations.

Le substrat HgCdTe, point commun de toutes les diodes est

appelé "Substrat PV" et représente une connection unique, notée SUB, reliée à la masse.

### III.II.2 LA MOSAIQUE D'INTERFACE ET DE STOCKAGE

Chaque diode est connectée en "face avant" selon la convention du paragraphe précédent, par une bille d'Indium à un étage où le courant inverse qu'elle débite en fonctionnement sera intégré (figure III.2).

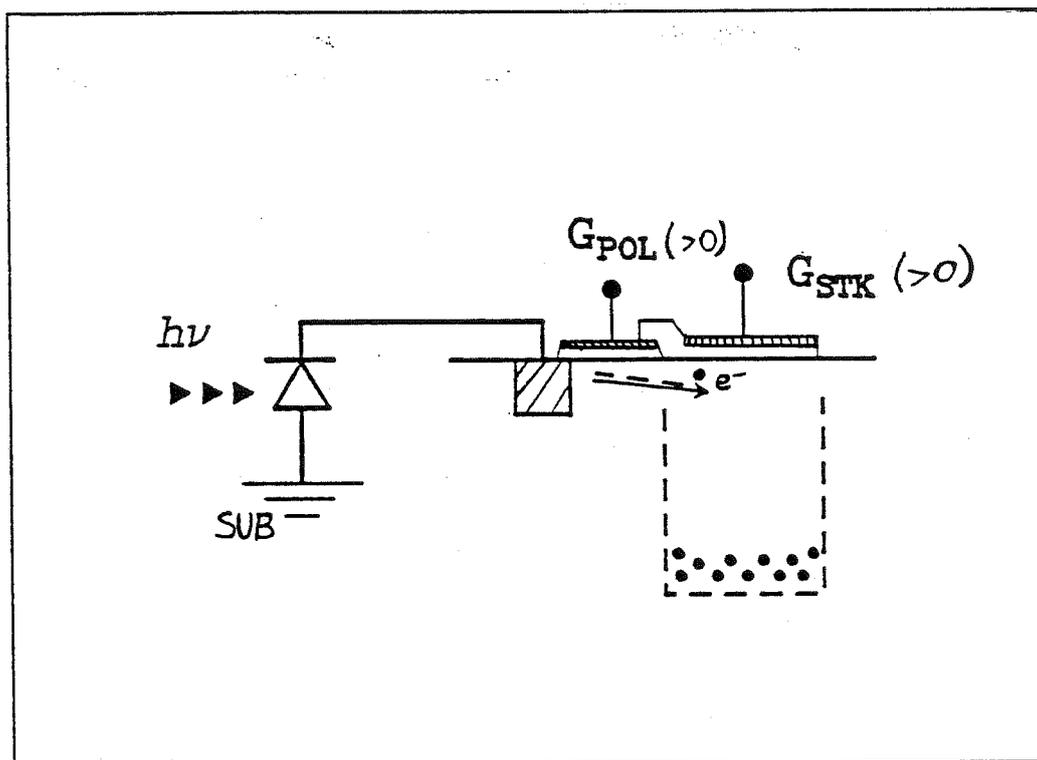


- Figure III.2 -

*Diode détectrice et transistor MOS à drain virtuel.*

Cet étage est implanté sur le substrat Silicium (noté SSI) sur lequel est également réalisé le CCD. Cet étage réalise le couplage électrique entre le détecteur et le circuit de lecture. Son état électrique détermine le point de

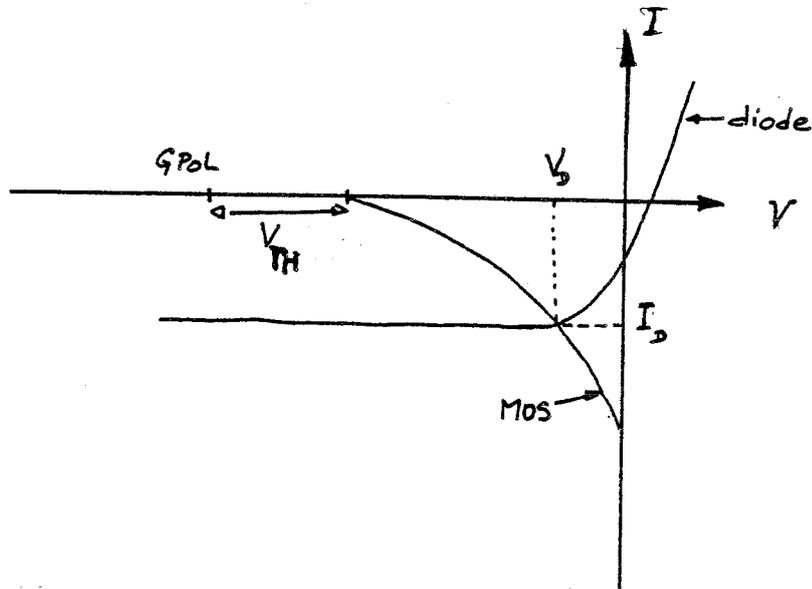
fonctionnement de la diode en vis à vis; il s'agit d'un transistor MOS à *drain virtuel*, obtenu par polarisation d'une électrode, appelée Grille de Stockage (notée GSTK) car, du fait de sa polarisation (positive), c'est sous sa surface que les électrons en provenance de la diode seront accumulés (figure III.3).



- Figure III.3 -

*Accumulation des électrons débités par la diode dans le puits de potentiel creusé sous la grille de stockage GSTK. La diode se trouve polarisée en inverse par action sur GPOL.*

Par action sur la tension de polarisation de la grille du transistor GPOL, on modifie le potentiel du point commun (Source MOS) - (Cathode diode), polarisant celle-ci en inverse; l'intersection des caractéristiques I,V de la diode et du transistor définit le point de fonctionnement du détecteur (figure III.4).

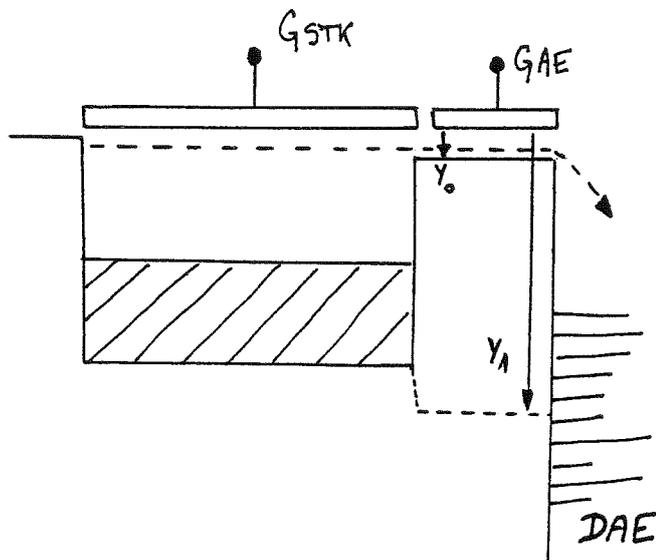


- Figure III.4 -

Caractéristiques  $I, V$  du MOS à drain virtuel et de la diode qui lui est couplée électriquement.  $V_{TH}$  est la tension de seuil du transistor MOS.

Toutes les grilles GPOL et GSTK sont respectivement reliées entre elles.

Chaque site de stockage comprend également une "Grille Anti-Eblouissement", (GAE): par action sur la polarisation de cette grille, on régule le potentiel sous GSTK en deçà duquel les charges supplémentaires sont évacuées vers le Drain d'Anti-Eblouissement (DAE, voir figure III.5)

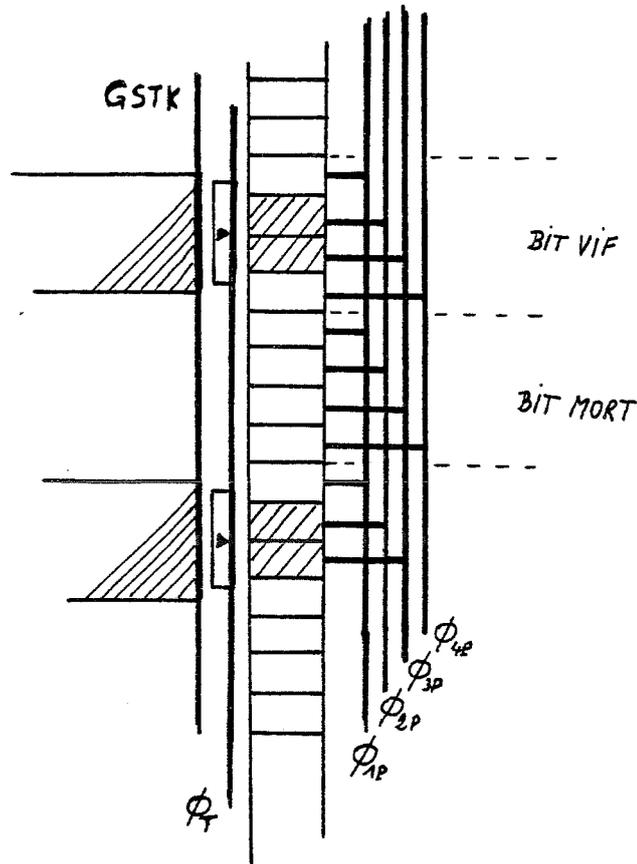


- Figure III.5 -

*Grille d'Anti-Eblouissement GAE. Lorsque  $GAE=y_0$ , les charges peuvent s'accumuler sous  $G_{STK}$ . Si  $GAE=y_1$ , les charges sont injectées dans la connexion DAE.*

### III.II.3 LA MOSAÏQUE DE LECTURE

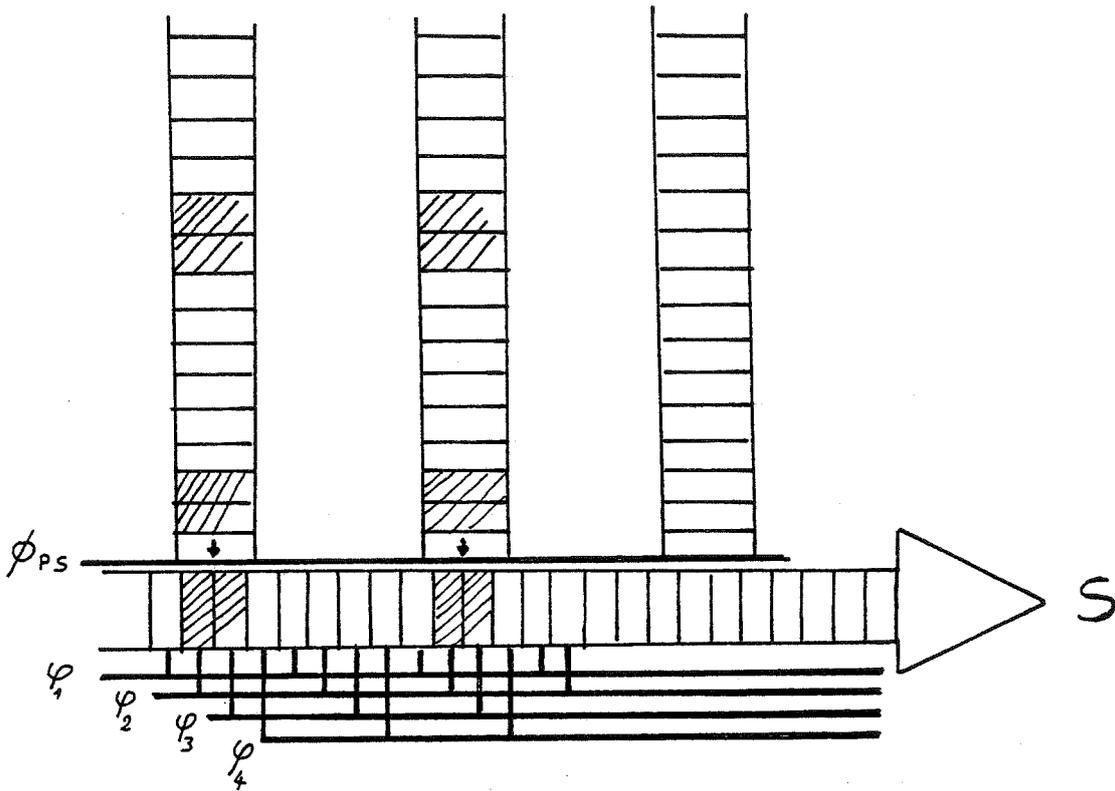
Chaque étage d'interface est connecté au registre à transfert de charges correspondant par une électrode appelée grille de transfert  $\Phi_T$  (figure III.6). Toutes les électrodes de transfert sont reliées entre elles.



- Figure III.6 -

Deux sites de stockage GSTK reliés à l'un des 32 registres à transfert de charge "parallèle". Ces registres sont commandés par 4 horloges, les phases "parallèles", notées  $\phi_{ip}$ . Chaque paquet de charges voyage sous deux grilles consécutives.

Cet étage est celui qui se rapproche le plus d'un CCD "classique", puisque son mode de fonctionnement en est identique, une fois les charges détectées correctement transférées. Le dispositif utilisé est un circuit à transfert de charges de 32 registres dits "parallèles" multiplexés par un unique registre "série", jusqu'à l'étage de sortie de la puce (figure III.7).



- Figure III.7 -

Disposition des registres parallèles et du registre série. Ce dernier est commandé par 4 phases "séries", notée  $\phi_{is}$ . La phase  $\phi_{PS}$  gère le transfert des registres parallèles au registre série.

Il s'agit d'un CCD à quatre phases à canal de surface. Chaque paquet de charge occupe deux grilles simultanément, tandis qu'il est isolé de chacun de ses voisins par une grille non polarisée (ce qui laisse donc deux grilles fermées en permanence entre deux paquets de charge consécutifs), voir figure III.6.

Chaque lot de quatre grilles est appelé un "Bit" car c'est un signal quasiment digital de par sa nature (on transporte un nombre entier d'électrons, même si on ne sait jamais exactement combien on en transporte) et de par son état puisque chaque passage sous une grille correspond à un échantillonnage-blocage du signal. Chaque bit de 4 grilles est doublé d'un bit "mort" qui ne contient pas de signal,

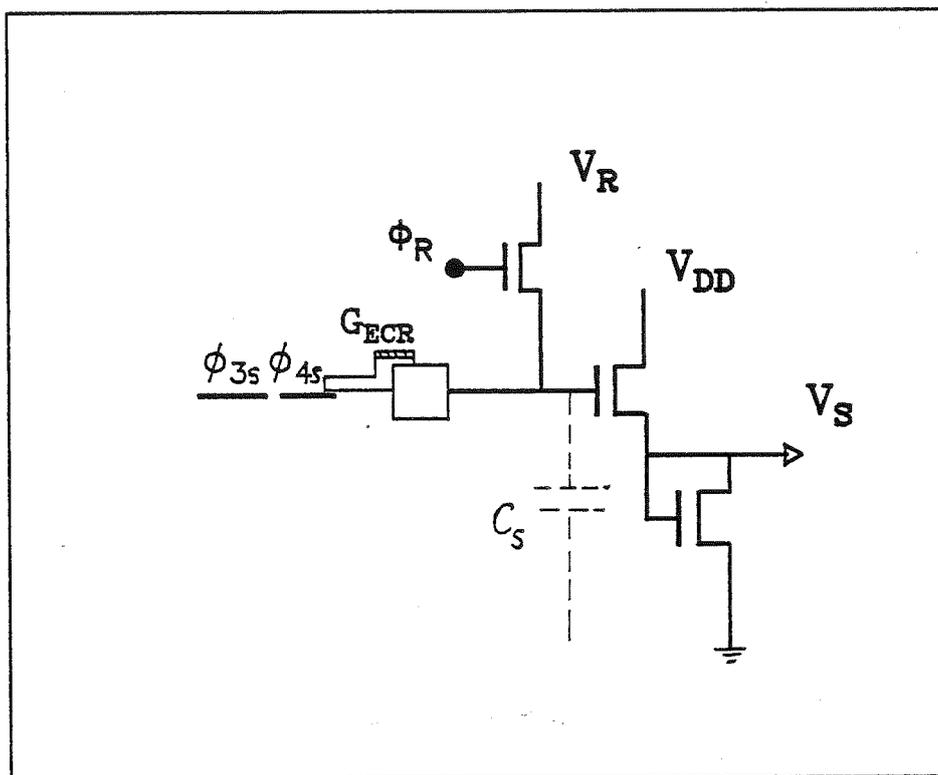
c'est à dire qui ne se trouve pas connecté à une grille de stockage pendant la phase de transfert. Ce bit mort est destiné à récupérer les charges perdues par inefficacité de transfert par le bit vif qui le précède. La récupération de ces charges est effectuée dans l'étage de sortie du CCD, par addition des charges contenues dans le bit vif et dans le bit mort (cf Figure III.16).

L'IRCCD comporte donc 8 grilles par pixel "utile", le nombre de transferts maximum que peut subir un paquet de charges est égal à 512.

Le CCD dispose également, en tête de chacun des registres à transfert de charge, d'un étage d'injection électrique (un étage "série" et 32 étages "parallèles", tous reliés entre eux). Ces étages permettent d'injecter, en l'absence de tout signal provenant des détecteurs, une quantité de charges contrôlée.

#### III.II.4 ETAGE DE SORTIE DU CCD

Le registre série multiplexe les paquets de charge des 32 registres parallèles vers un unique étage de sortie qui assure la conversion charge-tension (figure III.8).



- Figure III.8 -

étage de sortie du CCD (série). La grille écran  $G_{ECR}$  sert principalement à empêcher les charges transférées dans  $C_s$  de "refluer" dans le CCD.

Cet étage est constitué d'un transistor monté en source suiveuse. Les charges en provenance du CCD sont stockées dans la capacité  $C_s$  de la grille du transistor amplificateur du suiveur, de gain  $G < 1$ . Le montage assure également l'adaptation d'impédance entre le CCD série et l'électronique en aval.

## UTILISATION DE L'IRCCD DANS UNE CAMERA ASTRONOMIQUE

### III.III UN PEU D'HISTOIRE...

Lorsque ce travail a débuté, les premières mosaïques opérationnelles venaient juste de sortir des "chaînes de montage" du LIR (première mosaïque 32x32 2-5  $\mu\text{m}$  hybridée fin 1983), et il n'a pas tout de suite été clair de savoir quel type de détecteur pouvait être utilisé avec un CCD, la possibilité de choisir provenant de la possibilité d'hybrider différents types de détecteurs sur un CCD.

Une version photoconducteur/CCD (PC/CCD) était disponible au LIR à cette époque. Elle consistait en un Si:In coupant à 7  $\mu\text{m}$ , mais (et) exigeant d'être refroidi à  $T < 30$  K pour être vraiment performant. En effet, la température qui amène le photoconducteur Si:In à être limité par le bruit quantique du fond de ciel, dans les conditions qui sont celles de l'observation sous télescope, est de l'ordre de 30 K.

Une étude menée à température variable a montré que les CCD actuellement disponibles au LIR ne fonctionnent pas de façon satisfaisante en dessous de  $T = 30-35$  K (voir chapitre 4). Un dispositif PC(Si:In)/CCD ne semblait pas vraiment adapté à une utilisation astronomique.

La (délicate) situation concernant l'utilisation des mosaïques au HgCdTe s'étant améliorée, nous avons commencé à travailler avec une mosaïque de photodiodes, dont le courant d'obscurité est beaucoup plus raisonnable à 77 K, température à laquelle le circuit de lecture fonctionne correctement.

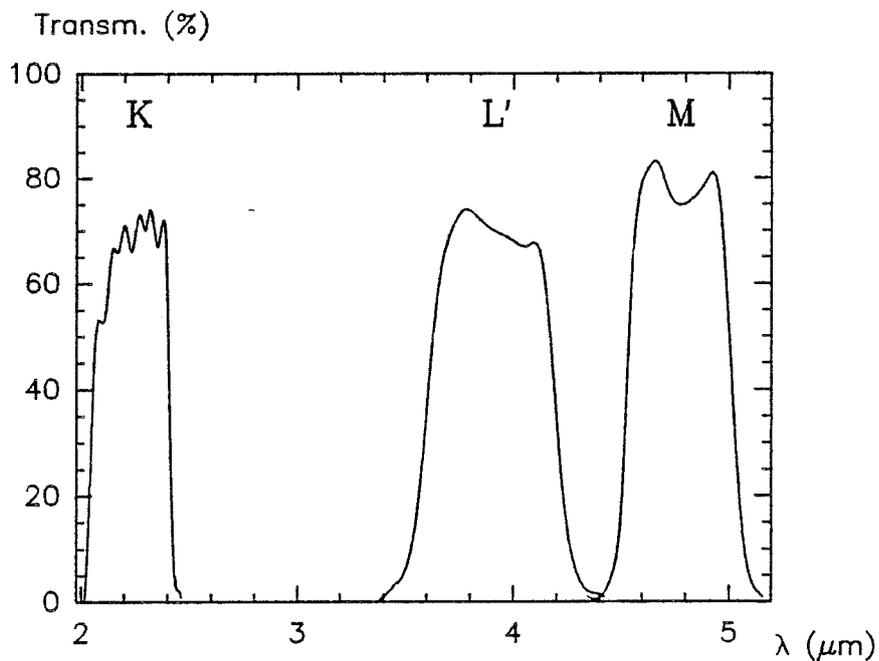
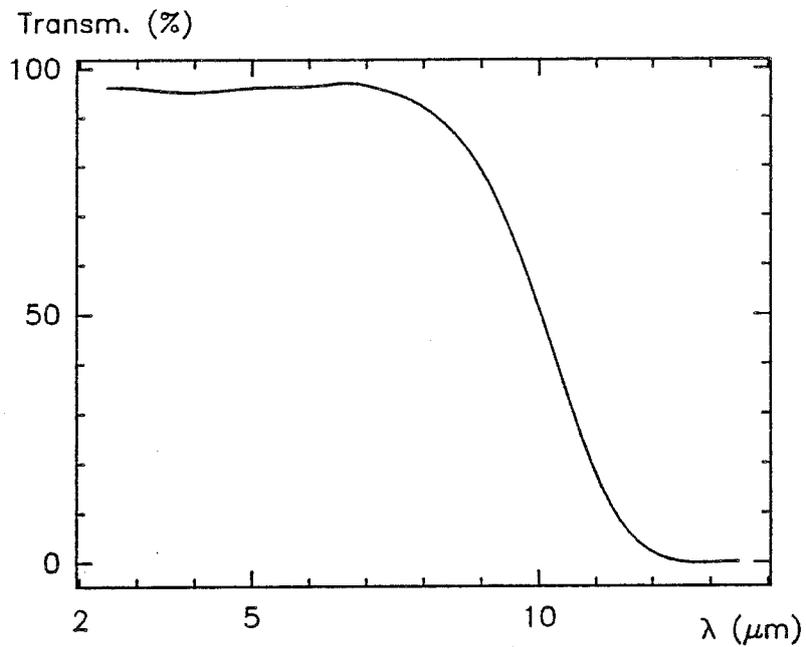
J'ai donc réalisé une première maquette de caméra basée sur un dispositif "au HgCdTe" hybridé sur CCD. Du fait de notre

manque d'expérience en imagerie IR à cette époque, l'électronique de lecture de cette maquette fut calquée sur celle utilisée par le LIR, l'ensemble étant légèrement revu pour permettre des temps d'intégration plus longs, et ajustables.

### III.IV MONTAGE CRYOGENIQUE

#### III.IV.1 DESCRIPTION

Le cryostat utilisé est un modèle HD2 d'Infrared Laboratories. C'est un modèle identique au cryostat Rodrigue (Lacombe, 1986) que nous avons légèrement adapté pour qu'il puisse recevoir une mosaïque 32X32. Il est équipé d'une roue porte-filtres refroidie (77 K), qui comprend des filtres classiques de la photométrie du proche infrarouge (figure III.9). L'émission thermique des filtres, qui ne sont pas parfaitement transparents, est ainsi réduite au minimum.



- Figure III.9 -

*Courbes de transmission des éléments de l'optique de la première version de la caméra IRCCD 32x32. En haut, la transmission du hublot en CaF<sub>2</sub>.*

Ces filtres correspondent aux bandes K ( $\lambda_0 = 2.2 \mu\text{m}$ ), L' ( $\lambda_0 = 3.8 \mu\text{m}$ ) et M ( $\lambda_0 = 4.8 \mu\text{m}$ ). Leurs caractéristiques sont résumées dans la table III.10.

Bande	$\lambda_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$\int \tau(\lambda) d\lambda$ ( $\mu\text{m}\cdot\%$ )	$\Delta\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta\nu$ ( $10^{13}$ Hz)	$(\Delta\lambda)^{-1} \int \tau(\lambda) d\lambda$ (%)
K	2.2	23.4	0.36	2.23	65
L'	3.8	43.2	0.60	1.25	72
M	4.8	39.5	0.50	0.65	79
Hublot	.....	....	10	...	> 96

- Table III.10 -

*Paramètres mesurés des divers éléments de l'optique froide (filtres) et chaude (hublot).*

La roue porte-filtre comporte également un filtre CVF de résolution intrinsèque proche de 100 dans le domaine 2-5  $\mu\text{m}$ , (identique à celui décrit par Lacombe, 1986), et une position "Volet froid" qui permet de placer le détecteur dans l'obscurité (infrarouge) totale.

L'ensemble de la chambre froide dans laquelle est placée le détecteur est anodisée afin de minimiser les réflexions parasites.

Sur le fond du cryostat a été rajouté un compartiment supplémentaire qui contient un étage électronique fonctionnant à 300 K. Ce circuit réalise une dernière remise en forme des signaux de commande de l'IRCCD "à l'aller", et "au retour", une dernière adaptation d'impédance sur le signal de sortie.

Dans cette première version de la caméra, le cryostat ne

comportait aucune optique particulière, si ce n'est un diaphragme au niveau du support de filtres (cf. figure III.11).

La cuve de 1.2 litres procure une autonomie sur l'azote liquide supérieure à 12 heures, ce qui est suffisant pour une nuit d'observation "classique".

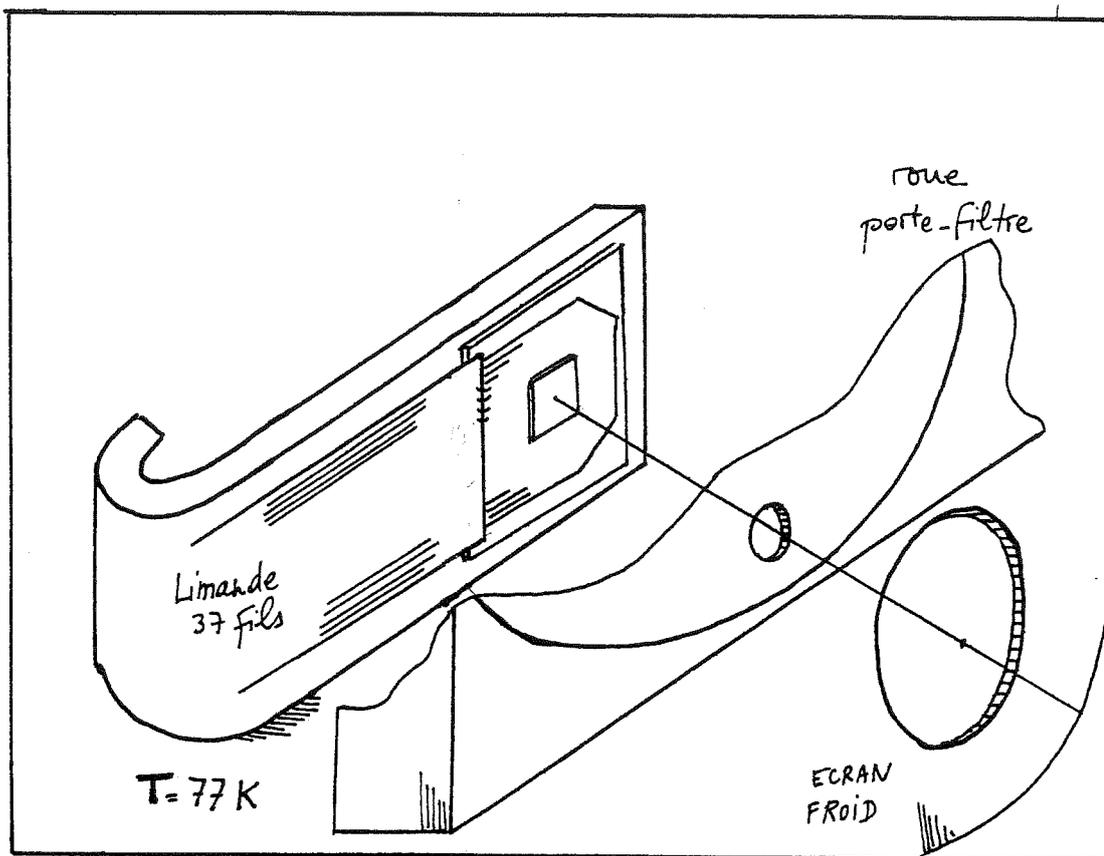
Enfin, les flans du cryostat comportent des points d'ancrages identiques à ceux de la caméra Rodrigue, ce qui nous a permis de l'utiliser sur le même bâti d'accrochage lors de la mission conjointe CID/CCD au Pic du Midi en Juin 85.

#### III.IV.2 ETAGE FROID

Le détecteur proprement dit est installé sur une plaquette de céramique carrée d'un pouce de côté sur laquelle sont gravées des pistes en or (photographie en début de chapitre). La connection "au monde extérieur" est réalisée par un câble plat (limande) de 37 conducteurs en or et cuivre, collé à la céramique d'un côté et relié à un connecteur de type cannon de l'autre.

Pour des raisons cryogéniques évidentes, nous avons installé dans le cryostat un étage relais qui permet de relier la limande, véritable court-circuit thermique, au circuit d'interface à 300 K par une série de connecteurs en Constantan, possédant une forte impédance thermique pour une impédance électrique raisonnable ( $\approx 30$  Ohms).

La céramique est plaquée sur un support en équerre réalisé en Dural (Figure III.11), par l'intermédiaire d'un ruban d'Indium (métal mou) et d'une plaque de cuivre afin d'assurer le meilleur contact thermique et la meilleure uniformité de température possibles sur l'étendue de la céramique. L'ensemble est couvert d'un capot qui assure le centrage de la céramique à l'aide de 2 picots et minimise l'éclairement parasite.



- Figure III.11 -

Figure schématique de l'étage froid faisant apparaître le support en équerre placé derrière le boîtier contenant la roue porte-filtres (vue découpée).

Aucune optique de reprise froide n'était installée dans cette première version du cryostat.

### III.V FONCTIONNEMENT DU DETECTEUR ET COMMANDES ASSOCIEES

Note: Par abus de langage mais pour simplifier, on confondra par la suite une électrode physique et la valeur de la tension qui lui est appliquée, c'est à dire sa différence de potentiel par rapport au substrat sur lequel cette électrode est implantée. Ainsi "GPOL" représentera la grille (resp. toutes les grilles reliées entre elles) de polarisation du (des) points élémentaire(s), mais aussi la valeur de la tension appliquée à cette (ces) grille(s), soit GPOL = 0.5 Volts dans la plupart des cas.

De même, lors de la représentation d'un puits de potentiel contenant des charges, on omettra d'indiquer la tension de seuil de la grille MOS correspondante.

#### III.V.1 POINT ELEMENTAIRE

(Voir § III.II.2)

L'état du point élémentaire du détecteur est défini à tout instant par :

\* Les tensions de polarisation appliquées :

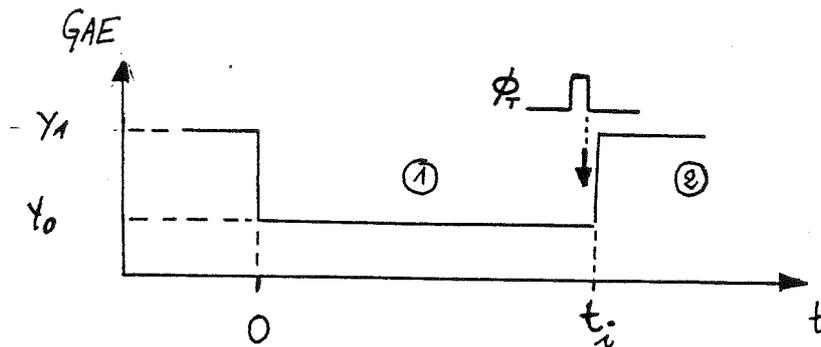
- au substrat PV
- aux électrodes GPOL, GAE, GSTK

\* l'état de l'horloge de commande de  $\Phi_t$

Antiéblouissement: La grille GAE est la seule grille "de phase" dont la polarisation de la phase de commande est assurée par une horloge de niveau variable; la tension appliquée ne varie pas simplement entre 0 et 14 Volts mais entre deux tensions ajustables Y0 et Y1 respectivement proches de 0 et de 14 V (cf figure III.5).

Une fois les diodes convenablement polarisées, leur courant inverse est modulé par le flux de photons incident et les électrons correspondants sont stockés sous GSTK. On choisit

de garder ces électrons ou de s'en débarrasser, en jouant sur la polarisation de GAE (cf figure III.5). Cette dérivation est commandée par une horloge qui définit ainsi le temps d'intégration (figure III.12).



- Figure III.12 -

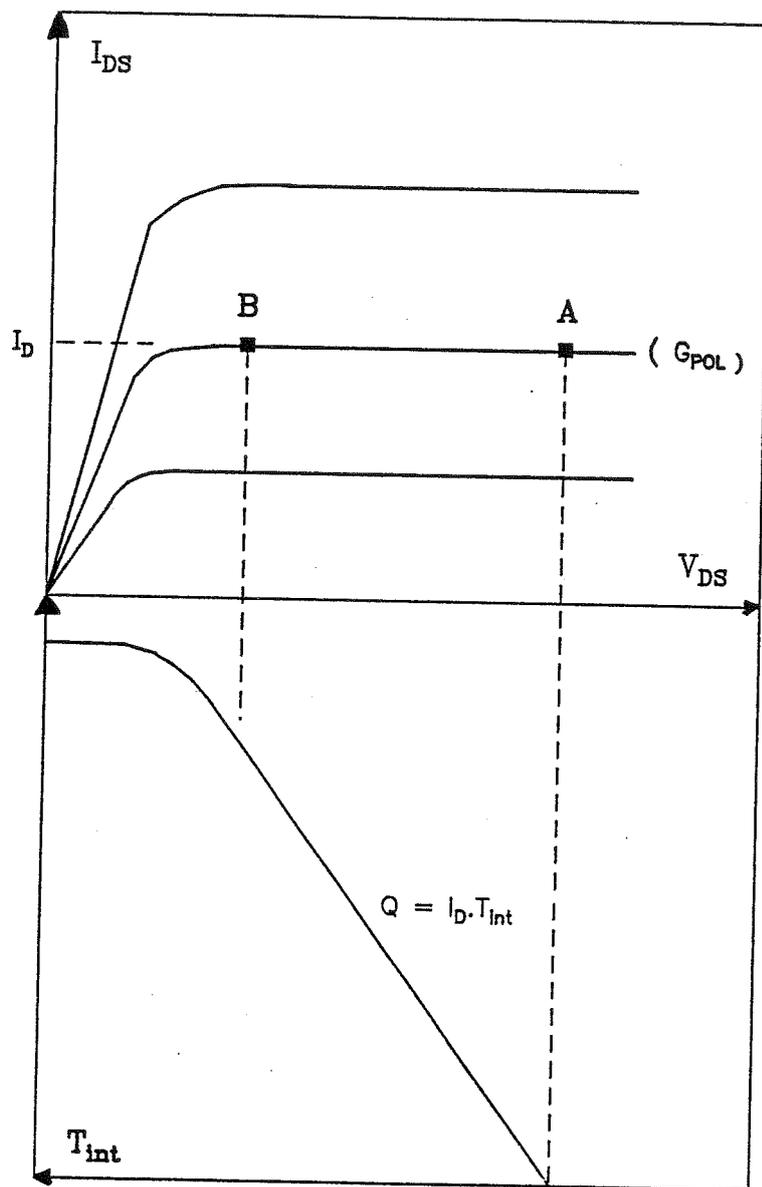
Diagramme des temps de définition du temps d'intégration  $t_i$ .  
 \_1: les charges sont intégrées sous GSTK. \_2: le court-circuit Anti-Eblouissement est établi. La flèche indique l'instant où le transfert des charges dans le CCD est terminé. En toute rigueur, c'est cet instant qui fixe la fin de la phase d'intégration; dans la pratique, GAE est pulsée quelques microsecondes seulement plus tard.

La valeur de  $Y_1$  détermine le niveau de recharge du site GSTK, tandis que  $Y_0$  fixe le niveau maximum que le signal pourra atteindre puisqu'au delà d'un signal  $\propto (GSTK - Y_0)$ , si le potentiel sous GSTK devient supérieur à  $Y_0$ , les charges excédentaires diffusent dans le substrat, rétablissant le signal à  $(GSTK - Y_0)$ .

Note: Anti-Eblouissement par auto-blocage du circuit d'interface:

Le courant débité par la photodiode est déterminé par le point de fonctionnement A sur la figure III.13. Le MOS fonctionnant

en source de courant, celui-ci est quasiment constant tant que A reste dans la zone linéaire. Lorsque le détecteur approche de la saturation, le point A glisse vers B, c'est à dire vers le blocage du transistor d'entrée. C'est la disparition du puits de potentiel sous GSTK qui amène le blocage et la saturation intervient exponentiellement. L'utilisation de la "commande" Y0 permet de déterminer un niveau de saturation différent.

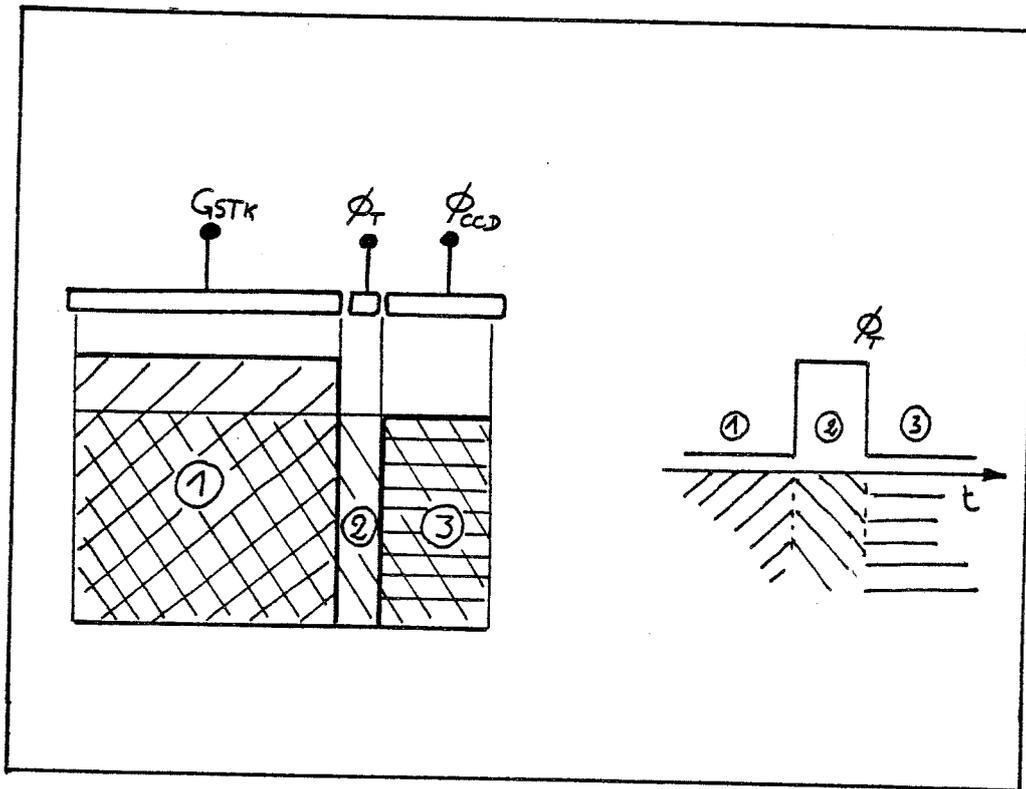


- Figure III.13 -

Diagramme de fonctionnement de l'étage d'entrée et de stockage du point élémentaire (sans tenir compte de  $Y_0$ ). Le dessin est réalisé en supposant que le transistor d'entrée est parfait (impédance infinie), et en négligeant l'influence de  $Y_0$ .

### III.V.2 TRANSFERT DES CHARGES ET PARTITION

A la fin du temps d'intégration, la phase  $\Phi_t$  est pulsée à "1", mettant en relation la grille GSTK et deux grilles du CCD (cf figure III.6); les charges se répartissent alors sous les trois électrodes polarisées (Figure III.14, période 2).



- Figure III.14 -

Transfert des charges de GSTK dans le CCD. L'opération se décompose en trois périodes définies par l'état de polarisation de  $\Phi_T$ . \_1:  $\Phi_T$  "bloquée", les charges sont sous GSTK. \_2:  $\Phi_T$  "passante", les charges s'étalent sous GSTK et les grilles du CCD en vis-à-vis. \_3:  $\Phi_T$  bloquée de nouveau, on a prélevé dans le CCD une fraction des charges stockées: on dit que la lecture s'effectue avec partition du signal.

Ce transfert correspond à une partition du signal en proportion des surfaces des électrodes en vis à vis, si les potentiels sous les électrodes concernées sont identiques. Ainsi, la partition appliquée à un signal se superposant à un

fond important, comme c'est le cas lors d'observations en L' ou en M (ou à long temps d'intégration), est effectivement en rapport des surfaces des électrodes (cf figure IV.4). La polarisation  $V_{\phi}$  des phases du CCD étant constante ( $\approx 14$  V), le coefficient de partition dépend seulement de la tension appliquée à GSTK (voir chapitre IV).

Dans le cas d'utilisation de l'IRCCD sous fort flux de fond, ce coefficient de partition est proche de 0.3.

Lorsque le transfert est terminé, le cycle de lecture démarre.

### III.V.3 CIRCUIT DE LECTURE

(Voir § III.II.3)

L'état du circuit de lecture est défini à tout instant par :

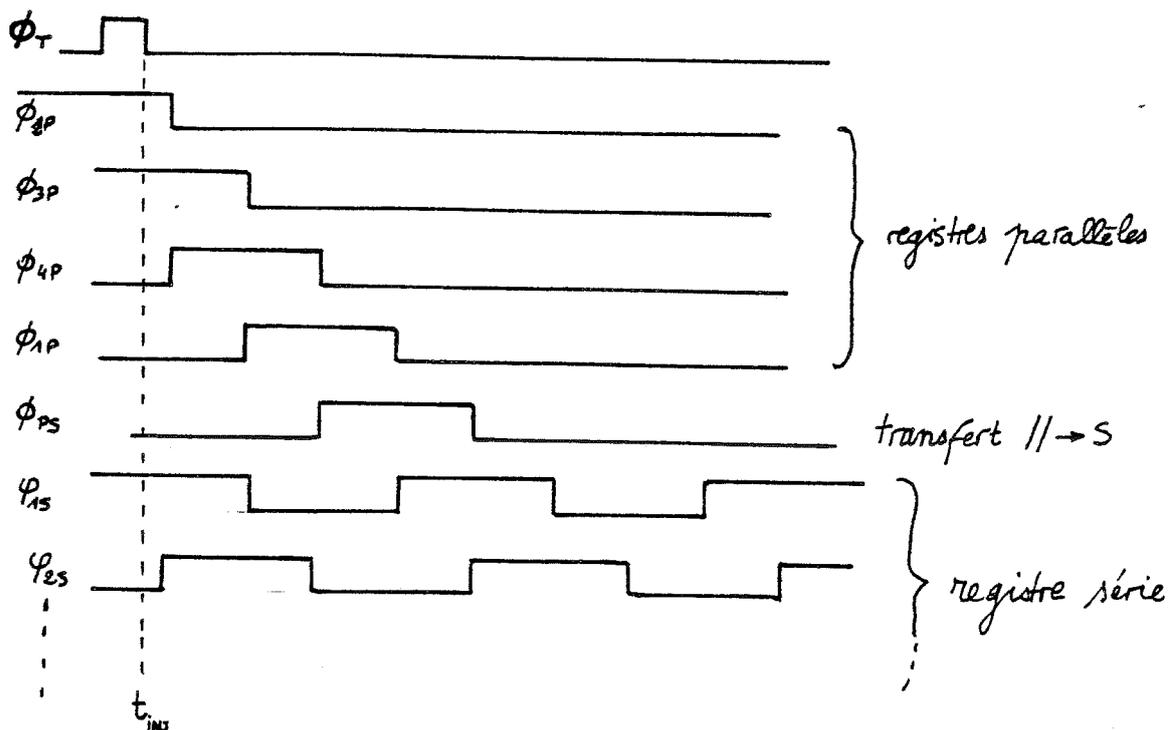
\*-les tensions appliquées:

- aux grilles du CCD dans leur état haut ("ouvert":14V)
- au suiveur de l'étage de sortie,  $V_R$ , GEGR
- aux divers étages d'injection électrique auxiliaires, GEP, GES

\*-les signaux d'horloge de commande du CCD qui sont:

- 4 phases "série"  $\Phi_{is}$ ,  $i=1, 2, 3, 4$
- 4 phases "parallèles"  $\Phi_{ip}$ , idem
- 1 phase de transfert "parallèle/série"  $\Phi_{ps}$
- 1 phase de recharge du condensateur de sortie  $\Phi_R$
- 2 phases commandant l'injection électrique dans le CCD.

Le transfert des charges s'effectue selon le diagramme de la figure III.15 (cycle de phases), de manière à ce qu'il y'ait en permanence 2 grilles du CCD "chargées", ce qui assure une dynamique de stockage plus importante.



- Figure III.15 -

Diagramme des temps des "phases" du CCD. A l'instant  $t_{inj}$  où  $\phi_T$  se referme, les charges prélevées sont situées sous 2 grilles ( $\phi_{2p}$  et  $\phi_{3p}$ ). Elles sont ensuite transférées vers le registre parallèle puis vers l'étage de sortie. Le diagramme ci-dessus considère seulement l'"acheminement" du signal d'un bit VIF. En toute rigueur, ce cycle est doublé d'un ensemble de signaux de commandes identiques ( $\phi_T$  mis à part), concernant le bit mort.

Il est à noter que si le transfert GSTK-CCD prévoit a priori une partition du signal, le passage des registres Parallèles au registre série est un transfert proprement dit: on retrouve la même quantité de charge avant et après transfert (à l'inefficacité de transfert près).

### III.V.4 ETAGE DE SORTIE

(Voir § III.II.4)

L'état électrique de l'étage de sortie est défini à tout instant par:

\* Les tensions appliquées:

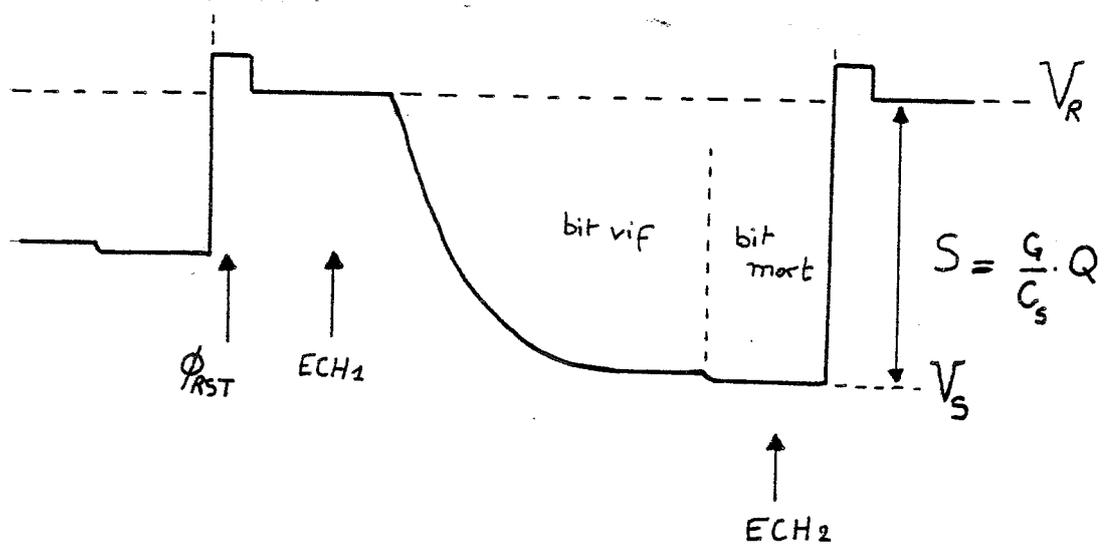
-à la grille GEGR

-au niveau de recharge et de polarisation du suiveur de sortie VDD

\* Les signaux d'horloge  $\Phi_R$  et  $\Phi_{is}$  ( $i = 1,4$ ) qui rythment la recharge et l'arrivée du bit suivant dans la capacité  $C_s$ .

Avant l'arrivée de chaque BIT (paquet de charge), la valeur de la tension de sortie est ramenée à une valeur de référence  $V_R$  par opération de la phase de recharge  $\Phi_R$  sur la grille du transistor de recharge (figure III.8). Un cycle des phases série amène alors les charges du pixel correspondant dans le condensateur  $C_s$  (avec addition du bit VIF et du bit MORT) et le niveau de tension  $S$  en sortie du suiveur (de gain  $G \leq 1$ ) décroît. C'est l'excursion de tension correspondante qui mesure la quantité de charges "provenant" du pixel examiné.

La valeur de GEGR détermine la valeur de  $C_s$ ; ce n'est pas un paramètre important et nous gardons toujours une valeur constante et égale à 2 Volts. De même VDD donne le niveau du signal de sortie "au repos" et doit être suffisante pour permettre la décroissance du signal sous l'arrivée des charges; sa valeur est gardée fixe et égale à 10 Volts.



- Figure III.16 -

Signal de sortie sur un pixel. Les signaux ECH1 et ECH2 correspondent au traitement ultérieur appliqué (voir ci-dessous).

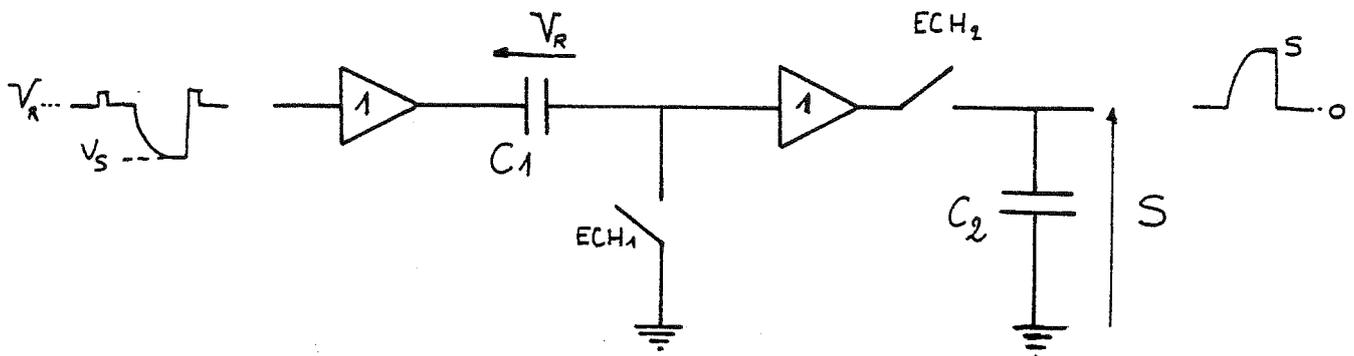
Il s'agit du signal de sortie classique d'un CCD. le signal utile est:

$$S = V_R - V_S$$

quantité proportionnelle au nombre de charges présentes dans le pixel correspondant; le facteur de proportionnalité est le terme  $C_s/G$  (cf III.II.4). La saisie du signal revient à échantillonner et bloquer la tension  $S$  pour conversion numérique ultérieure.

Le générateur de signaux logiques fournit deux tops synchrones de la sortie de chaque pixels, ECH1 et ECH2, qui sont utilisés pour réaliser le Double Echantillonnage Corrélé (DEC) du

signal. La tension de référence est échantillonnée, puis la tension atteinte par le signal en sortie et leur différence est bloquée en tête d'un convertisseur analogique digital (CAD) selon le schéma de principe de la figure III.17.



- Figure III.17 -

Double échantillonneur corrélé. Lorsque la tension de référence est présente à l'entrée, elle est bloquée dans C1 par action de ECH1. Lorsque le signal atteint la valeur correspondant au paquet de charge en sortie, et dans le cas d'un suiveur parfait, le pont diviseur capacitif C1 - C2 fournit la tension  $S = V_R - V_S$ .

La principale fonction du DEC est de ramener le potentiel de référence du signal S (de nature différentielle) à un potentiel de référence fixe. Il réalise également un filtrage "passe-haut" du signal et permet de réduire peut être le bruit en 1/f, et surement les fluctuations basse fréquence d'"ensemble" des tensions de polarisation du détecteur (principal suspect: le 50Hz).

la chaîne d'acquisition comprend encore un filtrage passe-bas; dans cette première version de caméra, le signal est ensuite converti sur 12 bits en 25  $\mu$ s.

### III.VI POLARISATIONS ET HORLOGES

#### III.VI.1 PRESENTATION

L'ensemble des signaux de commande du détecteur (tensions de polarisation ajustables et horloges), est fourni par deux modules indépendants. Les tensions de polarisation devant être appliquées à des structures MIS (impédance  $> 10^{12}$  Ohms), elles sont le plus souvent fournies par des régulateurs et ajustables par montage potentiométrique.

Les horloges correspondent à des commandes logiques qui, à de rares exceptions près, ne prennent que deux valeurs "0" ou "1" correspondant respectivement aux états "bloqué" ou "passant" et représentés par les valeurs physiques de tension 0 V ou 14 V.

L'ensemble de la caméra IRCCD est conçu comme un système autonome, fonctionnant "en roue libre" en amont d'un système informatique capable de stocker les images fournies. Le cycle des signaux de commande est fourni par un générateur de signaux logiques qui délivre 16K.24 bits (en parallèle), réalisé sur une carte qui comporte plusieurs mémoires mortes reprogrammables (EPROM). Ce choix peut paraître lourd (48 Koctets de mémoire pour délivrer des signaux périodiques !) mais possède l'avantage de nous faire disposer de la totalité du cycle de lecture/intégration et de pouvoir intervenir à "tout instant du cycle" en cas de besoin. C'est le système le plus souple en l'absence d'une gestion par microprocesseur/RAM (qui sera utilisé dans la caméra 10  $\mu$ m).

### III.VI.2 CADENCES DE FONCTIONNEMENT

L'ensemble du rythme de fonctionnement de la caméra est déterminé par une horloge dite "Horloge Principale", de fréquence  $F_p$ .

l'unité de temps de l'ensemble est  $\tau_p = 1/F_p$

Pour des raisons de symétrie et de géométrie du détecteur (CCD à 4 phases, 8 grilles par pixel), l'intervalle de temps en sortie entre 2 pixels (bit vif) consécutifs est :

$$\tau_s = 16 \cdot \tau_p$$

La fréquence-ligne qui correspond au temps nécessaire à la lecture d'une ligne du CCD vaut :

$$F_L = 1/(32 \cdot \tau_p) = F_p / 512$$

La fréquence-trame correspondant au temps de lecture d'une image vaut:

$$F_i = 1/1024 \cdot 1/\tau_p = F_p / 16384$$

Cette première version de caméra devait à l'origine fonctionner avec le système d'acquisition de l'équipe Meudonnaise. mis au point par J. BEREZNE pour la caméra 8X8 et qui ne pouvait acquérir qu'une valeur toutes les 125  $\mu s$  environ. Ceci nous a amené à choisir  $F_p = 100$  KHz ( $\tau_s = 160 \mu s$ ). Les détecteurs du LIR fonctionnaient alors à une fréquence  $F_p = 10$  MHz et nous avons pu vérifier que la lecture se déroulait sensiblement de la même manière à  $F_p = 100$  KHz.

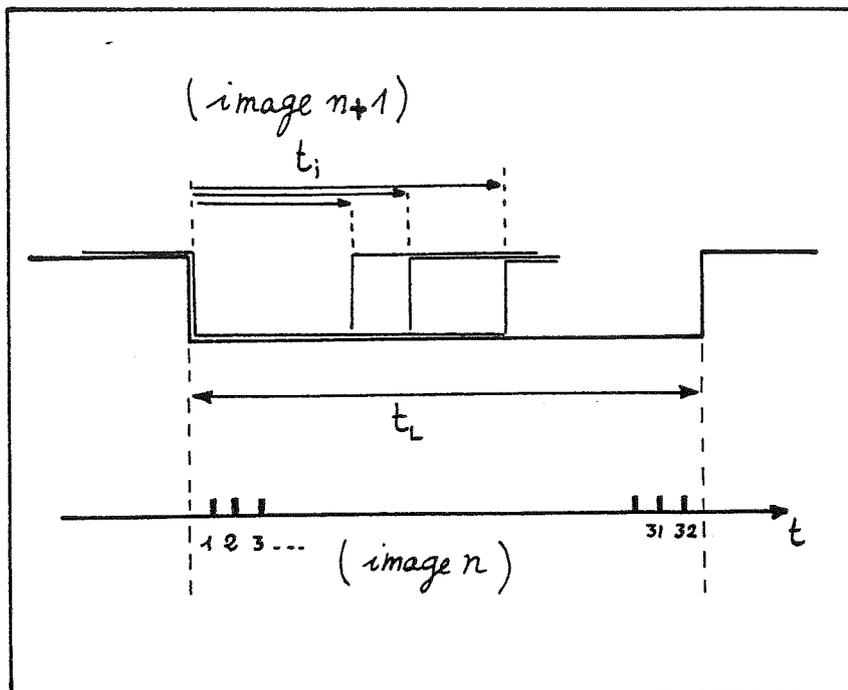
### III.VII DIAGRAMME DES TEMPS ET MODE DE FONCTIONNEMENT

Le fonctionnement d'un détecteur quantique est articulé autour de 2 intervalles de temps, le temps d'intégration  $t_i$  et le temps de lecture  $t_l$ . qui concernent respectivement la mosaïque de détection et la mosaïque de lecture. Ces deux

étages sont mis en relation (pixel par pixel ou pour toute l'image à la fois), pendant un temps très court, le temps de transfert  $t_T$ , temps nécessaire pour transférer dans le circuit de lecture les charges stockées pendant la phase d'intégration.

L'utilisateur d'une caméra infrarouge contrôle le temps d'intégration de manière à l'adapter aux conditions d'observation rencontrées (source brillante ou fort flux de fond), tandis qu'il "subit" le temps de lecture qui reste du temps perdu pour l'observation proprement dite. Cette phase de lecture doit donc être la plus courte possible en raison des faibles temps d'intégration accessibles au sol.

La structure hybride de l'IRCCD permet a priori de séparer les fonctions Détection et Lecture et d'envisager d'augmenter le rendement d'acquisition en réalisant la lecture d'une image pendant l'intégration de la suivante (figure III.18), comme c'est le cas dans les systèmes de lecture des dispositifs CID ou DVR.



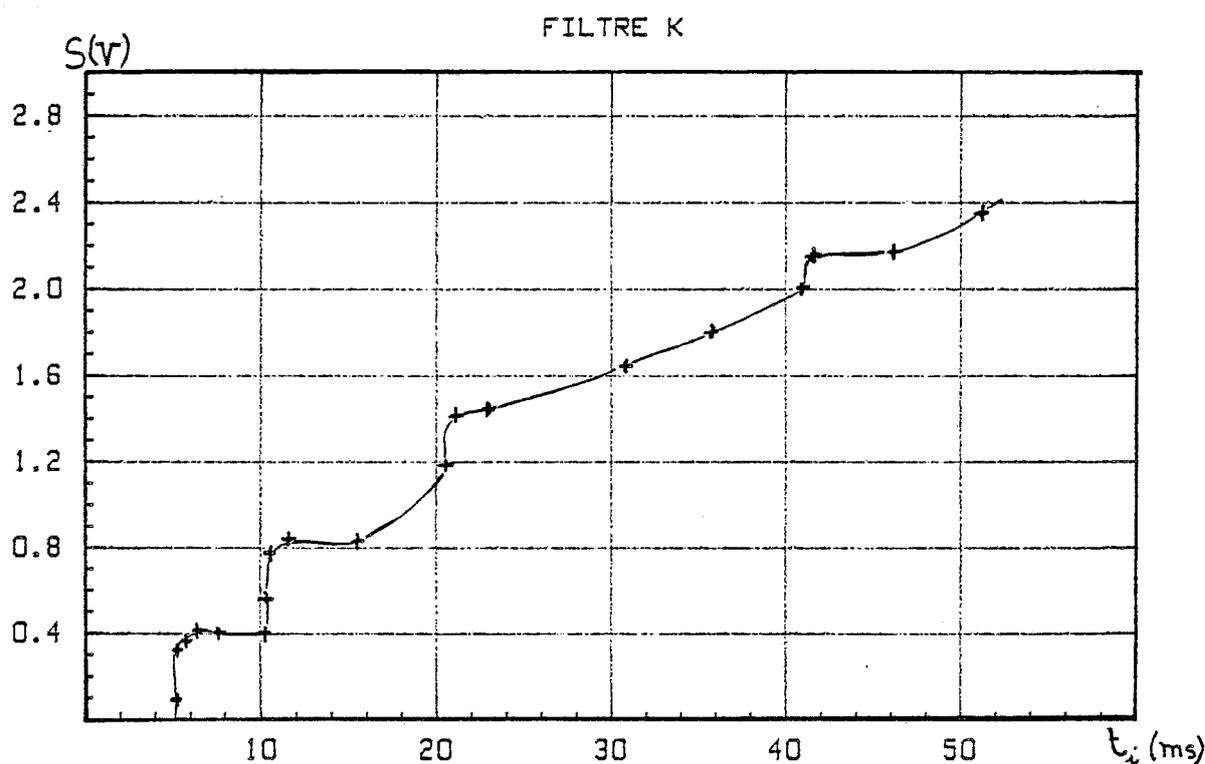
- Figure III.18 -

Diagramme des temps du fonctionnement de la caméra dans sa première version. La lecture d'une image ( $n$ ) est effectuée pendant l'intégration de l'image suivante ( $n+1$ ). Le temps d'intégration est ajustable par pas de  $10 \mu\text{s}$  à l'"intérieur" du temps de lecture fixe, égal à  $1024 \times 160 \mu\text{s}$ . Les plots noirs numérotés de 1 à 32 correspondent aux lectures successives des 32 lignes du CCD (voir figure III.19).

Ce mode de fonctionnement, qui était celui adopté au LIR, est bien adapté à l'imagerie "rapide" (observations de scènes à température  $> 300 \text{ K}$ , sous de grandes ouvertures), car il permet un rendement d'acquisition maximum pour un seul temps d'intégration accessible, quasiment égal au temps de lecture. Toutes choses égales par ailleurs, le NEP est alors optimal. La première version de l'électronique de lecture fonctionnait donc selon le diagramme des temps de la figure III.18;

Après essais, ce mode de fonctionnement s'est révélé

totallement inadapté à l'observation astronomique car il entraîne une diaphonie extrêmement importante entre le circuit de lecture et le circuit de détection. La courbe de réponse du détecteur à temps d'intégration variable, présente des "marches" à la période ligne  $\tau_L = 512 \cdot \tau_p$ , qui sont interprétées comme la détection, par les diodes de l'"image suivante", des signaux de commande de la lecture de l'"image en cours" (figure III.19).



- Figure III.19 -

Tracé de la variation du signal de sortie de l'IRCCD en fonction du temps d'intégration. La courbe présente un saut à chaque multiple de 5.12 ms, correspondant à la lecture d'une ligne du CCD (32 pixels).

Une véritable optimisation du temps d'acquisition dans ce cas de figure consisterait d'ailleurs à ajuster la fréquence  $F_p$  de manière à avoir en permanence  $t_i = t_1$  quand  $t_i$  varie; ceci conduirait alors à des valeurs apparentes de courant

d'obscurité beaucoup plus fortes que ce qu'elles sont en réalité, en intégrant systématiquement tous les parasites de ligne de l'image.

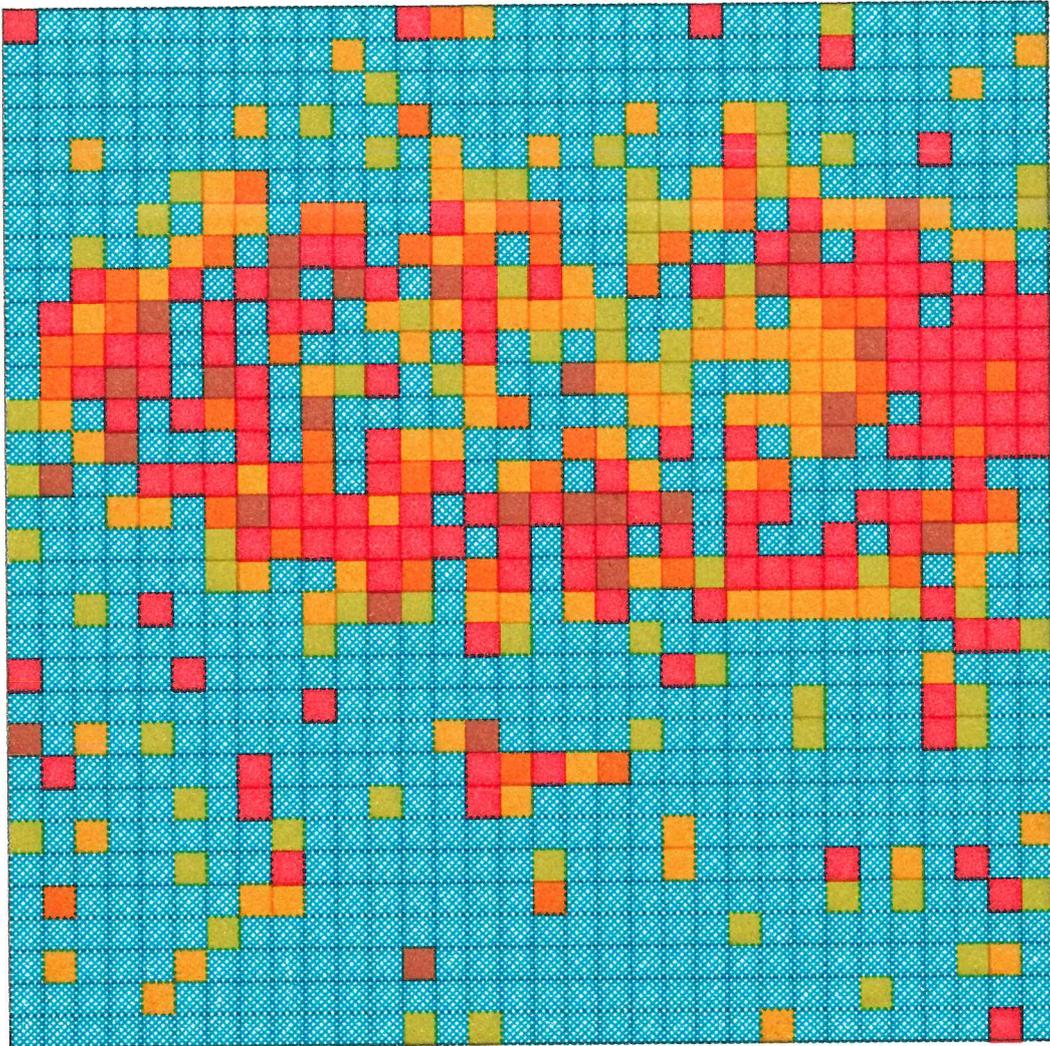
Ce phénomène reste caché aux utilisateurs "classiques" de l'imagerie infrarouge; il est l'analogie des problèmes de "courant d'obscurité" rencontrés en imagerie CCD visible (Fauconnier, 1983).

### III.VIII PREMIERE LUMIERE

Cette première version de caméra 32X32 a vu le ciel une première fois en Juin 1985 à l'OPMT, grâce à la collaboration de l'équipe infrarouge du LAIR de l'Observatoire de Meudon. Nous avons alors seulement utilisé le filtre K et n'avons donc pas eu de problème de compensation de l'émission du fond de ciel.

L'observation fut faite au foyer f/5 du télescope de 2 mètres, avec une échelle focale de 1.5 arcsec/pixel. La caméra était placée directement au foyer Cassegrain du télescope, relayé avec un grandissement unité par un objectif. Les images obtenues cette fois-là ne furent pas calibrées.

La seule image présentée ici est celle de la planète Saturne à 2.2  $\mu\text{m}$  dont on ne voit que les anneaux du fait de la présence à cette longueur d'onde, d'une bande d'absorption du méthane, abondant dans l'atmosphère de la planète. La présence de nombreux pixels morts sur l'image (non traitée) s'explique par la saturation induite par le circuit de lecture.



- Figure III.20 -

*Image de la planète Saturne à  $2.2\mu\text{m}$  obtenue le 1<sup>er</sup> Juin 1985 à l'OPMT. Cette image, de qualité très médiocre a cependant permis de valider toute la démarche effectuée pendant l'année 84/85 concernant l'IRCCD fabriqué par le LIR, et de démarrer la conception de la version définitive de la caméra.*

### III.IX CONCLUSION

Cette première étude de l'IRCCD ne nous a pas permis de réaliser de mesure car le mode de lecture choisi empêchait toute détermination précise du signal réellement détecté. Elle s'est accompagnée d'une série de mesures effectuées au sein du LIR dans le même temps.

Nous avons ainsi mieux compris le fonctionnement de l'IRCCD dans le contexte où nous souhaitions l'utiliser, et précisé les grands principes de la conception d'une caméra basée sur ce détecteur. La plupart des solutions adoptées dans la première version ont ainsi été réutilisées dans la version définitive.

## PRESENTATION DE LA CAMERA DEFINITIVE

### III.X SECONDE CONCEPTION

Après avoir tiré les leçons de la première expérience d'imagerie infrarouge, nous avons réalisé la version définitive de ce qui est actuellement la caméra IRCCD 32X32. Ce travail a débuté de manière légèrement éclatée puisque l'électronique de lecture et de prétraitement fut réalisée au LIR avec P. Petmezakis (Petmezakis, 1986), tandis que la partie optique et informatique était mise au point à l'Observatoire de Lyon, avec François Sibille et Isabelle Vauglin (Monin et al., 1987).

L'ensemble de la chaîne d'acquisition est conçu autour du dialogue Ordinateur de stockage - Télescope, ce qui est rendu possible par la disponibilité, pendant les phases de mise au point, d'un ordinateur identique (HP1000) à celui qui gère le télescope de 193 cm de l'OHP.

Les divers éléments de l'optique ont également été prévus pour s'adapter à ce télescope.

La caméra elle-même fonctionne toujours en "roue libre" et synchronise l'ensemble de la chaîne Détecteur - Ordinateur - Télescope.

### III.XI CONTRAINTES LIEES A L'OBSERVATION INFRAROUGE

Lorsque la conception de la version définitive a démarré, nous avons d'abord cherché à optimiser le fonctionnement de celle-ci sous fort flux de fond, afin, d'une part, de pouvoir observer dans les bandes L' et M avec un rendement

d'acquisition correct, et d'autre part, d'affronter de manière générale les problèmes qui se poseront à coup sûr lors de la mise au point de la caméra "10  $\mu\text{m}$ ".

Une première phase de ce travail est donc de préciser les différents termes intervenant dans le signal fourni par le récepteur.

### III.XI.1 SIGNAL UTILE ET SIGNAL PARASITE

Lors d'une pose, la réponse  $R$  du détecteur est la somme de plusieurs termes; certains de ces termes proviennent du détecteur lui-même ou de son électronique de lecture (courant d'obscurité, décalage, etc...), et d'autres proviennent de l'émission thermique du fond (environnement à 300 K). Une partie du signal de sortie, enfin, provient de la source observée. Dans la bande K, à 2.2 microns, le terme dû à la source peut être important mais en bande L (et à plus forte raison L') et M, ce terme est le plus souvent noyé dans l'émission due au fond. Pour un pixel  $(i,j)$  donné, lors d'une observation à la longueur d'onde  $\lambda$ , on peut distinguer cinq termes composant le signal:

$$- \Delta_0(i,j)$$

un décalage constant, provenant des défauts de l'électronique de lecture au sens large.

$$- R_0(i,j,t)$$

un terme d'obscurité, provenant de l'intégration, pendant le temps  $t_i$ , du courant d'obscurité  $I_0$  du pixel  $(i,j)$ . La température du détecteur  $T_D$ , est supposée maintenue égale à 77 K, mais peut subir une légère variation au cours d'une nuit d'observation, ce qui est traduit par la dépendance de  $R_0$  avec  $t$ .

$$- R_c(i,j,\lambda,\vec{\alpha},\vec{w},t) = \Phi_c(i,j,\lambda,\vec{\alpha},t) \cdot \eta_N(i,j,\lambda) \cdot T(i,j,\lambda,\vec{\alpha},\vec{w},t)$$

un terme dû au flux de fond parasite ramené à l'infini, c'est à dire considéré comme provenant de l'atmosphère et traité en transmission (dans l'optique de reprise), comme le signal

provenant de la source observée. Le terme de transmission  $T$  dépend de la position, repérée par  $\vec{w}$ , du faisceau incident sur les surfaces de l'optique de reprise.

-  $R_*(i, j, \lambda, \vec{\alpha}, \vec{w}) = \Phi_*(i, j, \lambda, \vec{\alpha}) \cdot \eta_{\delta N}(i, j, \lambda) \cdot T(i, j, \lambda, \vec{\alpha}, \vec{w}, t)$   
 un terme dû au flux de la source observée, considéré comme un *petit signal rajouté au fond*.

-  $R_p(i, j, \lambda, \vec{w}, t) = \Phi_p(i, j, \lambda, \vec{w}, t) \cdot \eta_N(i, j, \lambda)$  un terme du au flux de fond parasite en provenance de l'environnement "proche" du détecteur et du télescope. Ce terme intègre tout le signal parasite qui ne peut être ramené "à l'infini" car délocalisé dans le faisceau (provenant des poussières sur les dioptres ou de toute zone émissive située près d'un plan pupille), et ne dépend donc pas de la direction de pointage  $\vec{\alpha}$ . Ce terme reste a priori constant lors d'un dépointage du télescope dans son ensemble mais varie si le système optique utilise un système de modulation, par exemple, car le terme d'émission proche, repéré par la coordonnée  $\vec{w}$  varie du fait du déplacement du faisceau sur les miroirs. Enfin, ce terme peut varier si la température  $T_E$  de l'environnement varie.

On obtient  $R_*$  par observation successive dans deux directions proches  $\vec{\alpha}_E$  et  $\vec{\alpha}_F$ , puis par soustraction des termes obtenus. Si les deux visées sont obtenues par dépointage du télescope,  $\vec{w}$  n'est pas une variable du problème car le chemin optique est rigoureusement identique dans les deux cas. Si un système de modulation est utilisé, le déplacement des faisceaux sur les miroirs introduit des différences de  $\Phi_p$  et de transmission  $T$  selon que l'on "pointe" dans la direction  $\vec{w}_E$  ou  $\vec{w}_F$ .

### III.XI.2 RESTITUTION DU SIGNAL

L'extraction du terme de signal de l'objet pose donc le problème de la "soustraction du fond". Les multidétecteurs en général et l'IRCCD en particulier, ne sont pas encore suffisamment bien connus pour qu'on puisse penser extraire d'une zone de l'image vide de source, l'information  $R - R_*$ .

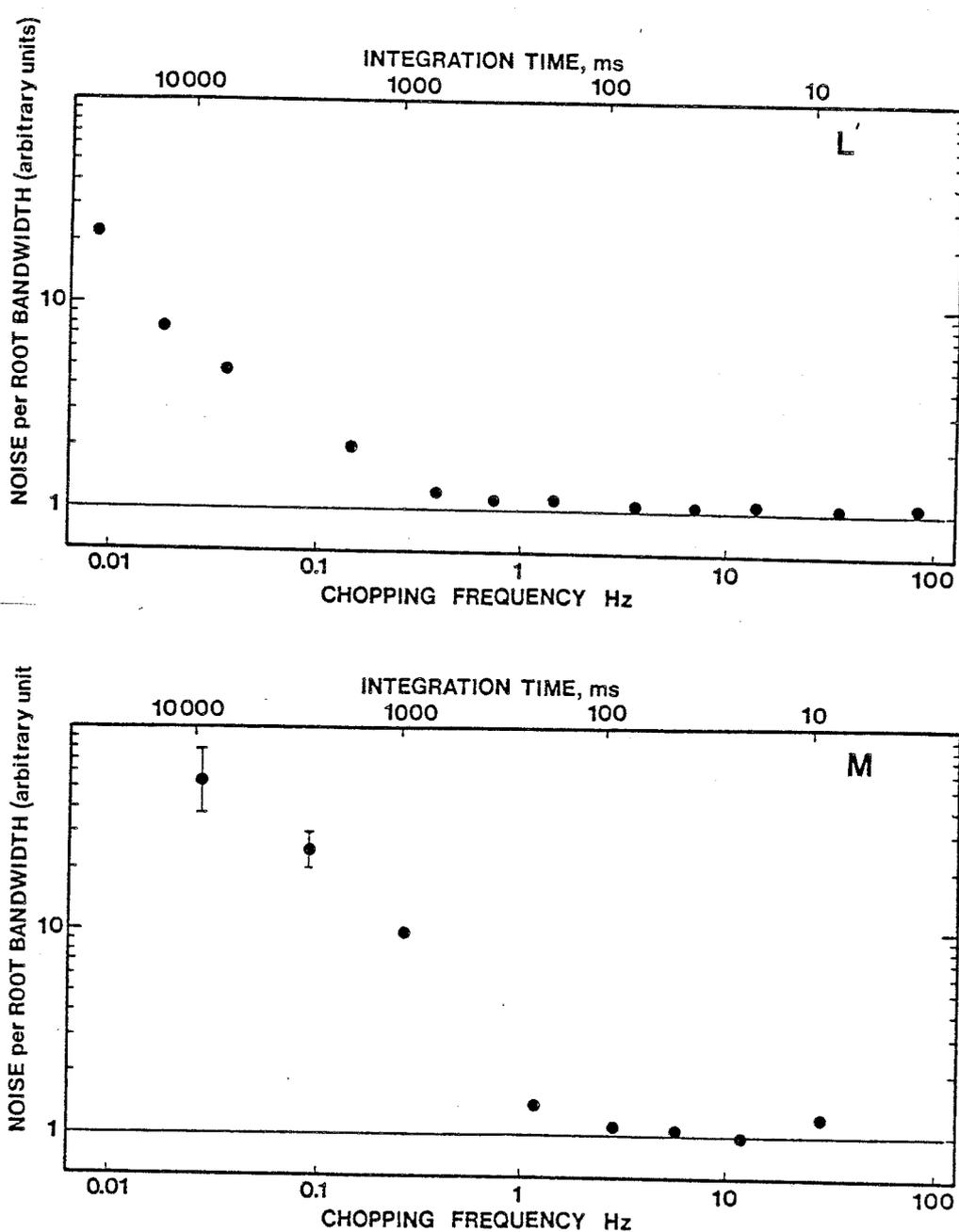
Nous avons choisi a priori d'utiliser un modulateur, c'est à dire de mesurer immédiatement après chaque pose, la réponse du détecteur au flux de fond parasite. Ceci revient à traiter l'IRCCD en multidétecteur et non pas encore en détecteur bidimensionnel, puisqu'on cherche à compenser l'émission du fond par une mesure effectuée avec le *même pixel*.

On trouvera dans Papoular (1983), une analyse détaillée du problème de la compensation du signal de fond de ciel et du traitement mathématique associé. De manière générale, si l'atmosphère était parfaitement stable, le bruit de fond de ciel serait du "bruit de photon pur" (cf chapitre 1), possédant une densité spectrale blanche, et la contrainte sur la mesure du signal de fond serait faible (i.e: serait moins forte).

En fait, la turbulence atmosphérique est cause d'un bruit supplémentaire caractérisé par l'apparition d'un terme en  $1/f^n$  dans le spectre de bruit du fond de ciel (Allen et Barton, 1981; Bensammar, 1978) et la valeur de la fréquence de modulation nécessaire à une compensation correcte du fond, en est augmentée d'autant.

Allen et Barton (1981) ont mesuré le spectre de bruit du signal de fond de ciel dans un "bon" site (télescope Anglo-Australien de Siding Spring), avec un faisceau de plusieurs secondes d'arc de diamètre, et trouvent des fréquences de "coude" comprises entre 1 et 5 Hz dans les bandes L' et M, où l'émission du fond est dominée par l'émission thermique (figure III.21).

D'autres mesures, effectuées par Bensammar (1978) à l'OHP, montrent des variations de la largeur de la fonction de corrélation temporelle des fluctuations du fond de ciel, allant de 5 à 100 ms. Il semble donc que des fréquences de modulation allant de 10 à 100 Hz soient nécessaires pour éliminer l'excès de bruit "en  $1/f$ " dans ce cas.



Sky noise diagrams. All have been normalized to have the same photon shot noise, shown by the straight line.

- Figure III.21 -

*Bruit de fond de ciel dans les bandes L' et M, d'après Allen et Barton (1981). Dans les deux cas présentés ici, une fréquence de modulation de 5 Hz suffit à une bonne compensation du signal de fond de ciel (sans bruit excédentaire). Ce n'est pas le cas à l'OHP, où la qualité de l'atmosphère est très probablement moins bonne. De plus, il est probable que la haute résolution obtenue avec une mosaïque (1 "/pixel) entraîne une "instabilité" BF supplémentaire.*

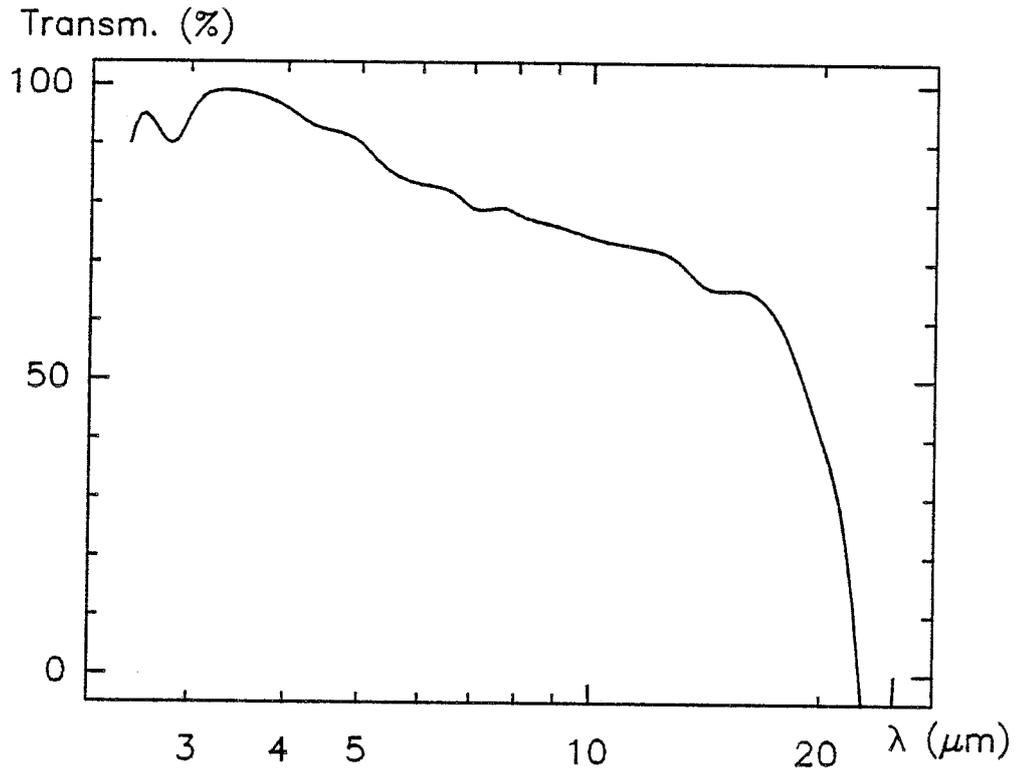
Dans le cas de notre caméra, la mesure du signal de fond de ciel est effectuée à des fréquences déterminées par le temps d'intégration adopté (3 à 13 Hz, voir Chapitre 5), dans le

champ voisin de celui observé, c'est à dire à une distance sur le ciel (30 secondes d'arc) pour laquelle, toutes choses égales par ailleurs (et en particulier, à  $\Delta t = 0$ ), la corrélation (spatiale) est encore très bonne (Bensammar, 1978). Il est possible que les fluctuations (lentes) d'émission du fond de ciel aient limité les performances de l'instrument lors des observations sous fort flux de fond.

Dans la phase de mise au point à laquelle ce travail correspond, nous n'avons pas mené d'études systématiques de la qualité de la modulation avec la fréquence (voir cependant le chapitre 5).

### III.XII OPTIQUE FROIDE

Afin de limiter l'influence du fond, nous avons revu l'optique interne au cryostat. Une lentille froide, réalisée en ZnSe et ayant subi un traitement anti-reflet, de focale  $f=35.9$  mm ( $\lambda=3.6$   $\mu\text{m}$ ) est maintenant en place sur l'axe optique.



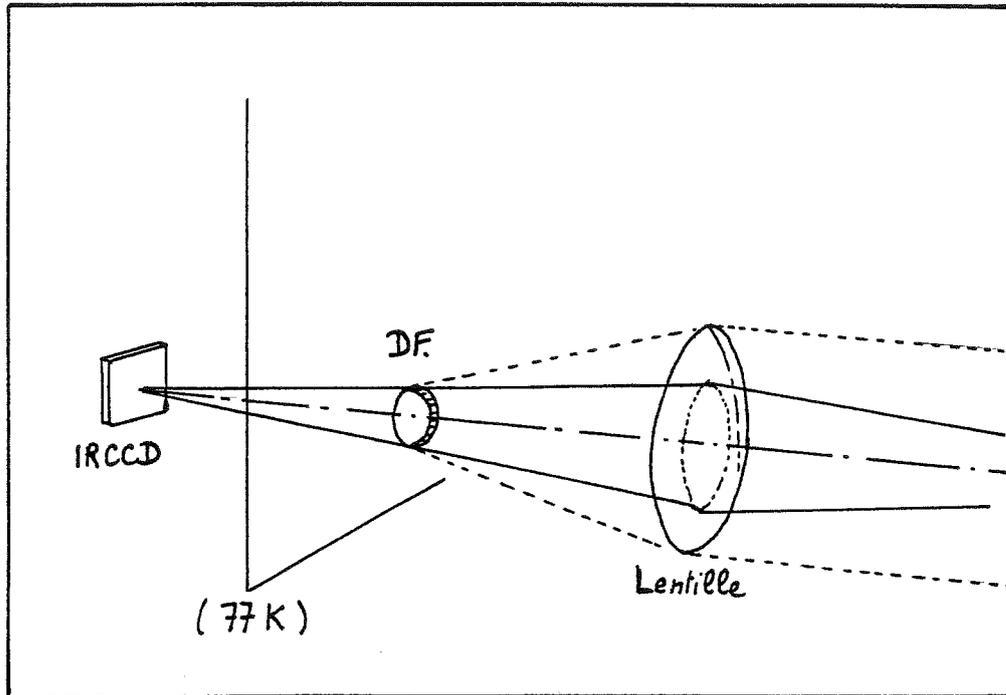
- Figure III.22 -

*Courbe de transmission de la lentille utilisée dans la nouvelle version de la caméra.*

Le rôle de cette lentille est double:

elle réalise l'image de la pupille d'entrée du télescope sur un diaphragme froid situé au niveau de la roue porte-filtres, ce qui élimine le signal parasite en provenance des bords du miroir primaire du télescope (consciencieusement peints en noir par les opticiens du visible...), et assure qu'il n'y aura pas d'effet spatial de transmission des filtres.

Elle reforme l'image de la source sur le détecteur (cf. figure III.23).



- Figure III.23 -

*Montage optique froid mis en place dans le cryostat. La pupille du télescope, située à l'infini, est réimagée sur le diaphragme froid (faisceau pointillé), situé à proximité immédiate de la roue porte-filtre. L'image de la source (faisceau plein) est reformée sur le détecteur.*

### III.XIII ADAPTATION MECANIQUE

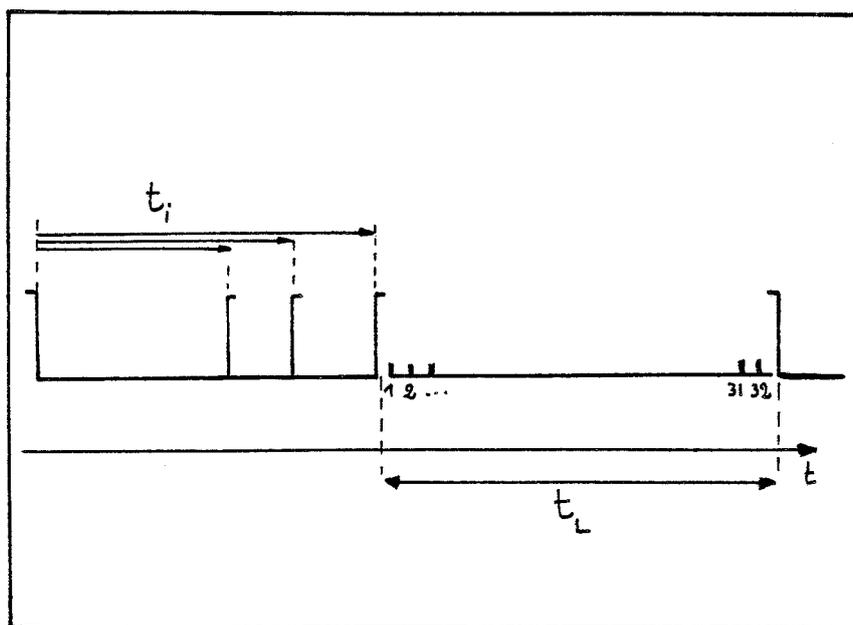
Nous avons adapté le bâti de l'interféromètre à tavelures utilisé dans de nombreuses expériences précédentes. Nous avons notamment réalisé un berceau pour le cryostat qui permet d'orienter celui-ci dans deux directions orthogonales, pour aligner l'optique interne froide avec l'optique de reprise (chaude) du faisceau du télescope.

### III.XIV ELECTRONIQUE DE LECTURE

L'ensemble des solutions adoptées dans la première version de caméra furent réutilisées, à l'exception du choix du diagramme des temps. Celui ci est modifié de telle sorte que la lecture ait lieu *après* l'intégration (figure III.24). La lecture a lieu à la fréquence:

$$F_p = 1 \text{ MHz.}$$

Cette fréquence fut choisie parce qu'elle permet une lecture rapide (16 ms) tout en restant compatible avec les caractéristiques du reste de la chaîne d'acquisition. De plus, la cadence de lecture adoptée au LIR laissait prévoir que  $F_p$  peut être augmentée sans perdre de précision.



- Figure III.24 -

Nouveau diagramme des temps de la lecture de l'IRCCD. La lecture de l'image ( $n$ ) a lieu après son intégration, durant laquelle tous les signaux de commande du CCD sont bloqués. La

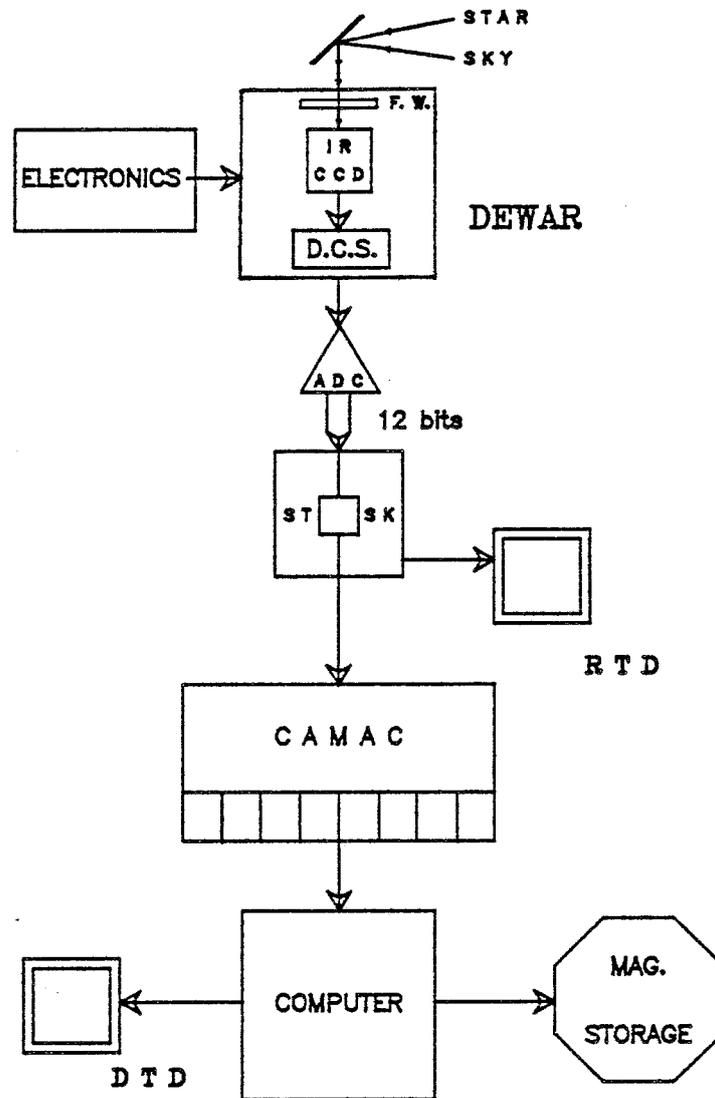
*courbe de réponse retrouve alors son aspect "normal" (voir Chapitre IV).*

Enfin, pour augmenter le rendement d'acquisition global, et a priori la qualité de la mesure, nous avons prévu d'inclure dans l'électronique de gestion, un étage de prétraitement du signal numérique.

### III.XIV.1 ETAGE DE PRETRAITEMENT TMS

Nous avons conçu et réalisé un module de prétraitement du signal numérique basé sur un processeur de signal TMS320 de chez Texas Instruments. Les plans et le logiciel de ce module sont décrits en détail dans Petmezakis (1986).

A un point de détail près (Il garde en mémoire les valeurs de  $y_i$  accessibles, et celui-ci est défini en début d'observation), ce module est indépendant du reste de la caméra et fonctionne également en "roue libre", en synchronisation avec le déroulement de l'acquisition. L'étage de prétraitement est placé entre l'étage de numérisation et l'acquisition informatique de base où est effectué le stockage et le contrôle de l'observation (figure III.25)



- Figure III.25 -

*Schéma-bloc d'ensemble de la caméra (d'après Monin et al., 1987). Les divers éléments sont décrits dans les paragraphes suivants.*

### III.XIV.2 FONCTIONNEMENT

Le TMS gère deux zones mémoire distinctes (Buffer "E(toile)" et "F(ond)" de 1K16 bits chacune. Il lit un signal binaire fourni par le système de modulation, qui l'informe de la "direction" de pointage  $\vec{\alpha}$  (E ou F) et stocke l'image

concernée dans la zone mémoire correspondante.

Les images /12 bits fournies par le CCD sont ainsi accumulées alternativement jusqu'à un maximum de 8 poses par buffer. Le TMS envoie alors sur un bus parallèle, l'une ou l'autre des deux images /16 bits (mode E ou F), ou leur différence (mode D), selon le choix de l'observateur.

La vitesse de lecture actuelle (16  $\mu$ s par pixel) laisse près de quatre fois le nécessaire à l'étage de traitement pour effectuer ses calculs (Petmezakis, 1986).

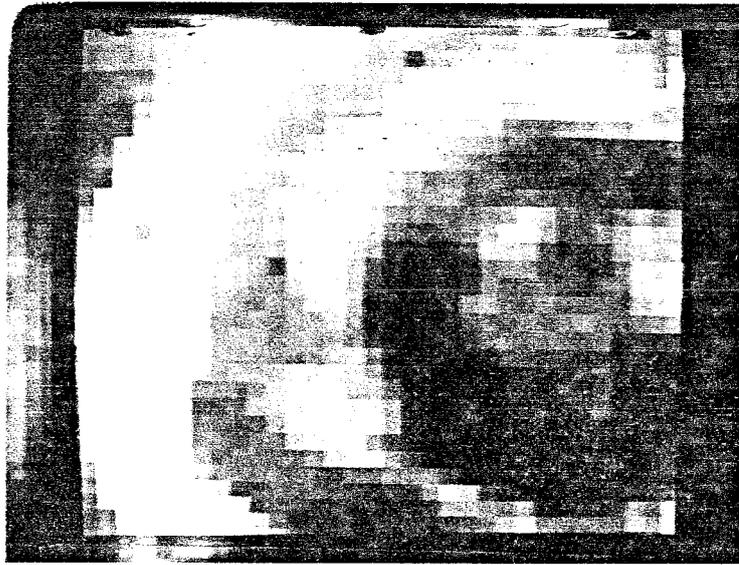
### III.XV TRANSMISSION DES DONNEES

La transmission TMS-CAMAC<sup>®</sup> se fait en parallèle par une série de 18 paires torsadées fonctionnant en émission différentielle. L'immunité aux parasites (trop) fréquents en coupole est très bonne; nous n'avons pas détecté d'erreur particulière due à une mauvaise transmission.

### III.XVI VISUALISATION TEMPS REEL

Le bus /16 bits géré par le TMS est également accessible à un module de visualisation en temps réel, qui fonctionne en esclave, synchronisé par le processeur. Ce module, également décrit dans Petmezakis 1986, s'est très rapidement révélé indispensable lors des phases de réglage et d'alignement sur télescope, ainsi que lors de toutes les mesures de caractérisations en laboratoire.

Ce système peut également être utilisé pour guider directement sur la source si sa magnitude est plus brillante que  $M = 5$  (valeur obtenue à l'OHP lors des nuits claires, sensiblement identique dans les trois bandes spectrales concernées).



- Figure III.26 -

*Image fournie par le module de visualisation en temps réel. Ce module accède au bus /16 bits et fournit des images correspondant à 8 poses CCD (ce nombre n'est pas ajustable actuellement). Dans le cas de la photographie présentée, l'image (obtenue avec modulation) est celle d'un boulon (taille  $\approx$  5 mm) du bâti d'accrochage au télescope. Temps d'intégration d'une pose CCD: 40 ms, temps d'intégration total sur l'image présentée: 320 ms.*

### III.XVII ACQUISITION ET STOCKAGE DES DONNEES

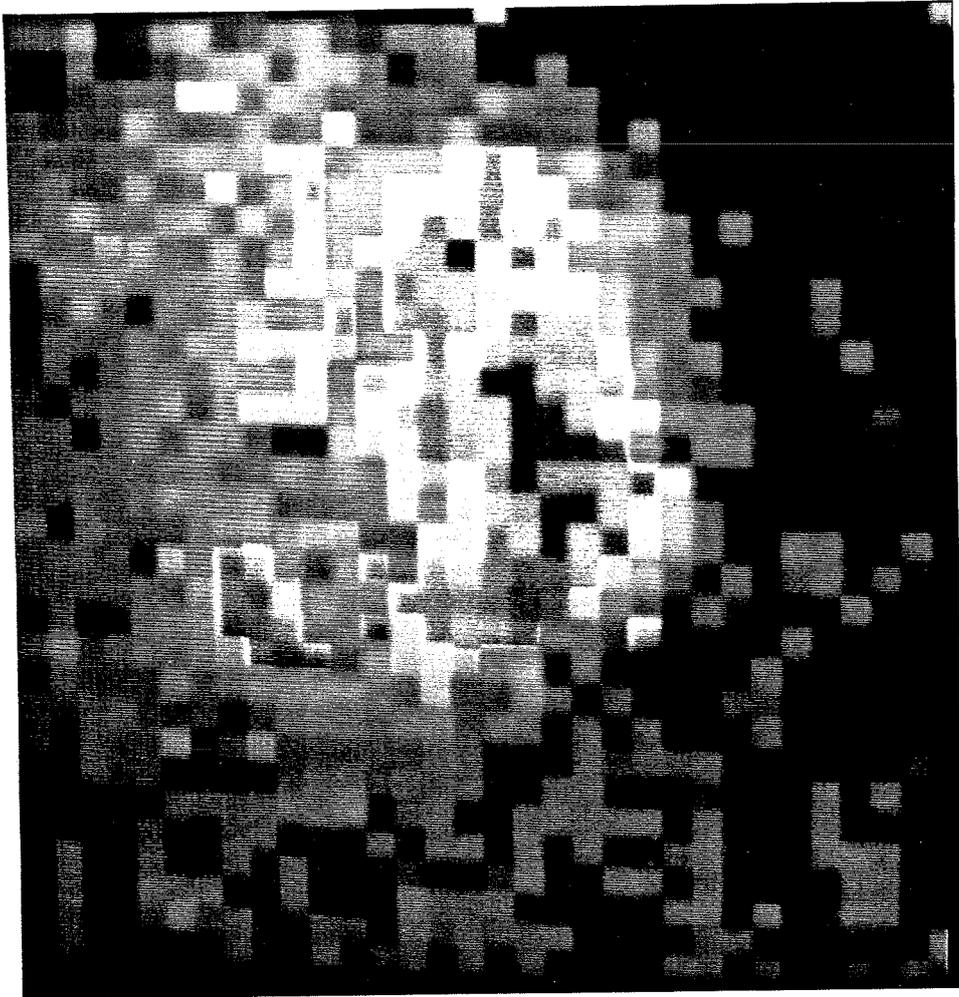
L'imagerie infrarouge pose deux types de problèmes qui sont le stockage et la visualisation des images réalisées. Contrairement à l'imagerie du domaine visible, où les CCD fournissent une image toutes les heures en moyenne et où, entre deux enregistrements l'observateur n'a pas accès au

signal, une caméra infrarouge est amenée à fournir un grand nombre d'images pour une observation donnée (cf § I.V). Le "signal" proprement dit ne se manifeste qu'au bout d'un moment assez long, lorsqu'on a accumulé un nombre suffisant de poses, c'est à dire lorsque le signal "sort du bruit". De plus, sur 1000 images stockées, les parasites statistiquement inévitables risquent d'entraîner la perte de quelques unes d'entre elles, qui risquent de rendre la mesure globale inutilisable si elles y sont intégrées avec le même poids que les autres.

Bien sûr, toutes les images sont enregistrées et le problème sera réglé au dépouillement, mais lors d'une pose (très) longue sur une source (très) faible, (typiquement une galaxie), il est nécessaire de contrôler l'acquisition du signal pour vérifier si oui ou non, la source est détectée. Nous avons donc décidé de stocker toutes les poses intermédiaires constitutives de l'"image" et de disposer d'un moyen de contrôle du signal déjà accumulé.

Le programme d'acquisition a été réalisé par Isabelle Vauglin et Marie-Hélène Lassale. Ce programme, dont la principale fonction est de mettre les données sur bande, comprend un certain nombre de procédures de visualisation en temps réel "légèrement différé".

Ceci permet de visualiser une pose unique, ou bien un ensemble de poses accumulées sur lequel le rapport signal sur bruit a déjà augmenté, ce qui permet de vérifier la régularité du déroulement de l'acquisition. Enfin, nous pouvons à tout instant, vérifier le signal "global" en demandant la somme de toutes les poses accumulées par le HP1000 depuis le début de la séance d'observation. Ce contrôle est rendu disponible par la possibilité de lister les valeurs numériques du signal et de visualiser l'image sur un moniteur couleur géré par le HP1000 du site.



- Figure III.27 -

*Image de la source Cep-A observée à 3.8  $\mu\text{m}$  la nuit du 22 au 23 octobre 1986 telle qu'elle est affichée sur l'écran du module "Pericolor" associé à l'ordinateur du site. Temps d'intégration correspondant  $\approx$  4 mn.*

## CHAPITRE 4

### CARACTERISATION DU DETECTEUR

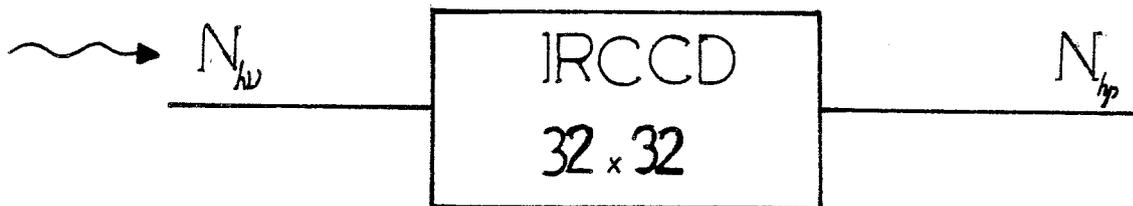
#### IV.I INTRODUCTION

Une grande partie du travail réalisé sur l'IRCCD a consisté en la mesure et l'analyse des diverses caractéristiques de ce multidétecteur, de manière à vérifier qu'il satisfaisait certains critères "indispensables" de l'imagerie astronomique IR et qu'il était bien adapté, entre autres, à l'usage que nous souhaitons en faire (imagerie limitée par le "seeing").

On trouvera dans ce chapitre une étude de l'IRCCD qui fait pendant au paragraphe I.VI concernant le RQE, ainsi que quelques développements supplémentaires concernant l'origine physique de chacun des termes étudiés, et l'attitude "pratique" adoptée concernant l'utilisation de l'IRCCD.

En fait, de la même manière que l'on définit le Rendement Quantique Equivalent pour caractériser un détecteur de façon globale, on peut presque considérer l'ensemble de la caméra IRCCD comme une boîte noire dans laquelle des photons entrent

et dont il sort des nombres qui sont la mesure de l'image de l'objet observé.



- Figure IV.1 -

*Opérateur "Caméra IRCCD 32x32".*

Cet opérateur est représenté par une relation qui décrit la "transformation" des photons en nombres, et fait intervenir la réponse spectrale (transmission de l'optique, rendement quantique, etc...) et spatiale (échelle focale, facteur de remplissage) de l'instrument, ainsi que l'expression du filtrage temporel appliqué au signal: intégration des photons pendant le temps de mesure  $t_i$  (Léna, 1986).

La caractérisation d'un récepteur de manière générale revient alors à inverser la relation de l'opérateur relatif à la boîte noire de la figure IV.1.

Certains paramètres de "l'instrument fini" restent inaccessibles à la mesure en laboratoire, comme la transmission de l'atmosphère, par exemple, et ne pourront être déterminés que lors d'observations sur télescope. Cependant, la prédétermination de tous les paramètres mesurables en laboratoire, outre la mise au point et la caractérisation de l'instrument, permet d'établir une calibration a priori si on possède une estimation "raisonnable" de la transmission (quitte à la mesurer au cours de la nuit); cette mesure

permettra par exemple, de contrôler la valeur approchée du signal reçu.

#### IV.II INSTRUMENTATION ET METHODES DE MESURE

L'inversion de l'opérateur-caméra, autrement dit la détermination des différents paramètres de l'IRCCD, se fait par étude du comportement du multidétecteur face à une source calibrée. La source calibrée la plus commode pour générer des photons infrarouges en laboratoire, est un corps noir dont on peut faire varier la température  $T_{CN}$  (le fer à souder est une "lampe de poche" infrarouge pratique mais il n'est pas calibré...). La loi d'émissivité  $B(\nu, T_{CN})$  donne le nombre de photons émis par la source, et les différents éléments de l'optique interposés entre cette source et le détecteur sont calibrés au préalable, leur courbe de transmission mesurée au spectrographe si elle n'est pas fournie par le fabricant (et parfois même quand elle est fournie).

L'émission infrarouge due à l'environnement (à 300 K) du corps noir calibré est loin d'être négligeable et chaque mesure doit s'accompagner d'une mesure supplémentaire de cette émission parasite. Cette compensation du fond est délicate car on n'est jamais certain que le volet que l'on referme devant le corps noir possède les mêmes caractéristiques de température et d'émissivité que son environnement réel (l'environnement proche se trouve chauffé par la cavité rayonnante et émet toujours un peu plus que la "plaque de remplacement"). On ne peut pas raisonnablement mesurer la référence sur la source éteinte car les constantes de temps relatives à sa mise en température sont trop longues pour que ceci n'introduise pas une incertitude supérieure à celle que l'on souhaitait diminuer en mesurant cette "vraie" référence.

La source utilisée dans les mesures présentées ici est une cavité en cuivre chauffée dans un four à température régulée, disponible à l'observatoire de Lyon. Pour minimiser les effets de variation de puissance émise, dus à la variation de

température de la source, on travaille le plus souvent à température élevée (700-1000 K), et ce d'autant plus que la longueur d'onde considérée est courte (cf. table IV.2). On est ainsi raisonnablement sûr d'avoir moins de 1 % de variation du nombre de photons émis pendant la mesure si on suppose que la régulation de température est précise au degré près.

Stabilité du rayonnement de corps noir (en %)

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	2.2	3.6	4.8
T(K)			
300	7	4	2
600	2	1	0.8
800	1	0.6	0.5
1000	0.7	0.4	0.3

- Table IV.2 -

*Valeurs calculées du terme  $W^{-1} \cdot dW/dT$  qui donne la variation relative de la puissance émise par un corps noir à la température T, observé à la longueur d'onde  $\lambda$ .*

De manière générale, il est très difficile de garantir que le signal *mesuré* (source - référence) sera stable à mieux qu'une partie sur cent car, pour les mesures à faible signal en particulier, on devient fortement tributaire de la stabilité du signal de fond (à 300 K), qui n'est pas très bonne.

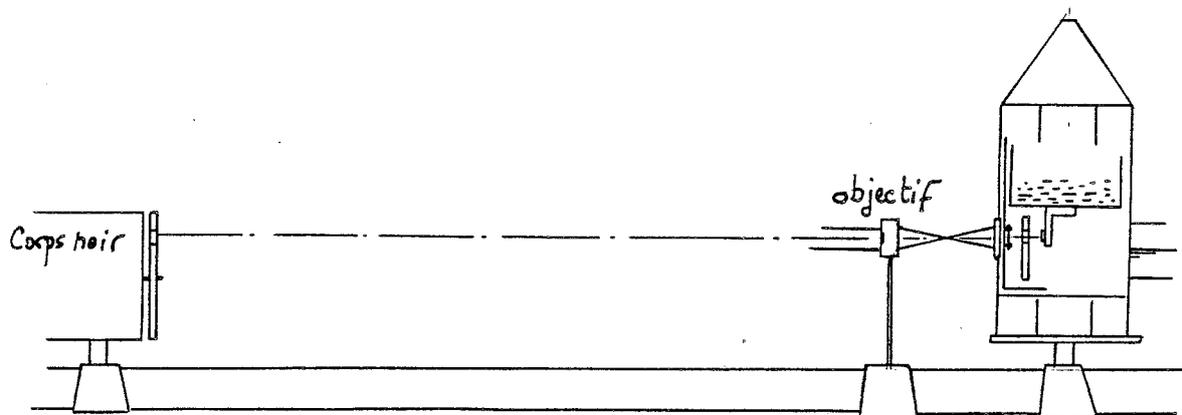
Devant le four est disposée une roue portant des diaphragmes dont les diamètres ont été mesurés au comparateur de profil. Les valeurs disponibles vont de 10 à 0.85 mm; la roue comporte également un trou de 0.250 mm de diamètre que nous

utiliserons pour mesurer la réponse spatiale du détecteur.

Pour former des images sur la mosaïque, nous utilisons un objectif à miroir monté en Cassegrain, de focale  $f=73.3$  mm et d'ouverture  $f/2.4$ . L'utilisation de cet instrument (luxueux) permet de négliger toutes les aberrations de sphéricité et de chromaticité.

Enfin, les mesures présentées dans ce chapitre ont été effectuées avec la deuxième version de l'électronique de lecture présentée au chapitre III.

*note:* Il est pratique de disposer d'un modulateur dans bon nombre de mesures sur banc d'optique, et si possible, d'un modulateur synchronisé avec la lecture du détecteur. Il est paradoxal de vérifier que l'ensemble de la caméra a été conçu pour fonctionner avec un modulateur sur télescope et que nous n'en avons pas utilisé sur banc d'optique. Il est possible que certaines mesures, et notamment les mesures de linéarité puissent être affinées par l'utilisation d'un modulateur "synchrone". Je ne pense toutefois pas que ces mesures apporteront de grandes modifications aux résultats présentés ici.



- Figure IV.3 -

*Vue générale du montage optique utilisé dans nos mesures et, en particulier, lors de la détermination de la courbe de réponse du détecteur et du profil du point élémentaire. La présence de la lentille froide et du diaphragme pupillaire dans le cryostat imposera que ces déterminations soient faites de manière relative (voir § IV.IV et IV.VI).*

#### IV.III GAIN DE LA CHAÎNE DE LECTURE

Avant même de commencer à compter des photons, il importe de connaître la valeur du gain de la chaîne :

(Nombre d'électrons détectés)

↓

((Nombre affiché à l'écran))

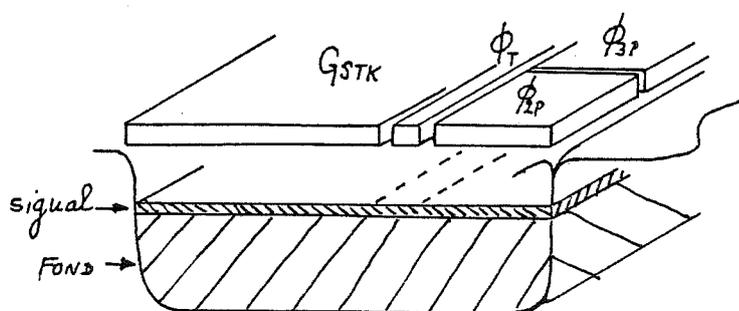
Les électrons détectés sont stockés sous l'électrode GSTK puis transférés pour lecture sous deux grilles du CCD. Ce transfert s'effectue avec *partition* du signal si celui-ci, superposé à un fond important, est réparti au prorata des surfaces d'électrodes en regard (voir § III.V.2). Le transfert peut également être opéré intégralement (voir § IV.IV.1.d) et dans ce cas, le coefficient de "partition"  $p_a$  appliqué au signal est égal à 1.

Dans le premier cas, il est nécessaire de connaître la géométrie du site de transfert pour calculer le *coefficient de partition*  $p_a$ .

Les électrodes concernées sont GSTK,  $\Phi_{2P}$ ,  $\Phi_{3P}$ ,  $\Phi_T$

électrode      Surface ( $\mu\text{m}^2$ )

GSTK	955
$\Phi_{2P}$	235
$\Phi_{1P}$	150
$\Phi_T$	30

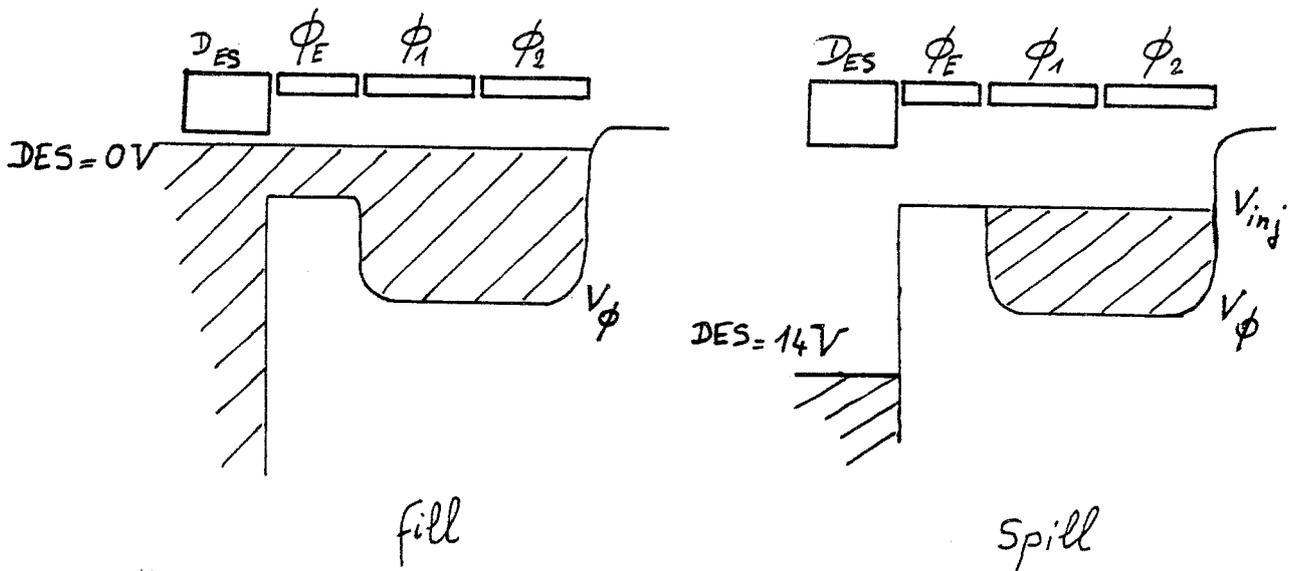


d'où  $p_a \approx 0.3$

- Figure IV.4 -

*Partage de la quantité de charges sous GSTK au prorata des surfaces de GSTK d'une part,  $GSTK + \Phi_{1P} + \Phi_{2P}$  d'autre part. Les charges sous  $\Phi_T$  sont considérées comme participant pour moitié à chacun des termes de la partition.*

Les charges sont ensuite transférées intégralement (à l'inefficacité de transfert près) jusqu'à l'étage de sortie (figure III.8). Le gain de l'étage de conversion charge-tension est  $C_s/G$  (cf. § III.V.4) dont les deux termes ne peuvent pas être mesurés séparément. On détermine  $C_s/G$  en utilisant l'étage d'injection électrique du CCD série (figure IV.5) par la technique de "Fill and Spill", ou "technique du verre rempli à ras-bord". La grille  $\phi_s$  est polarisée au niveau  $V_{inj}$  et la diode  $D_{ES}$  est pulsée en direct pendant un court intervalle de temps (quelques  $\tau_p$ ) de manière à répartir des charges sous deux électrodes du CCD.



- Figure IV.5 -

Utilisation du registre d'entrée électrique du CCD série pour injecter une quantité de charges connue dans le CCD.

La quantité de charge injectée sous  $\phi_{1s}$  et  $\phi_{2s}$  vaut:

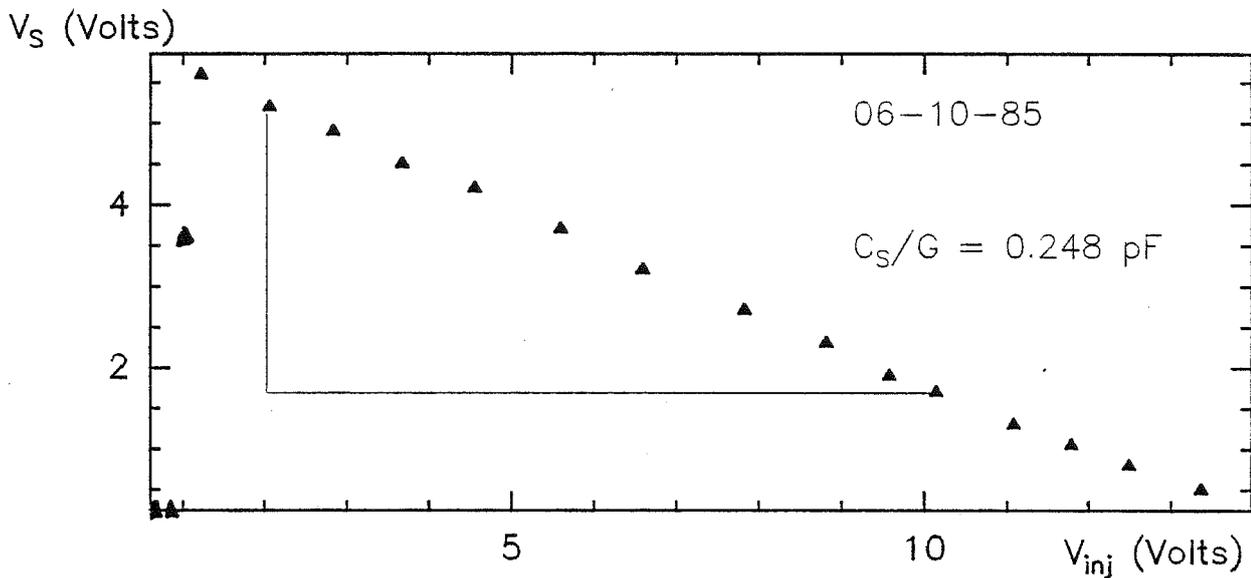
$$Q_{inj} = (C_{1s} + C_{2s}) \cdot (V_\phi - V_{inj})$$

Où  $C_{1s}$  et  $C_{2s}$  sont les capacités de stockage des grilles du CCD impliquées dans l'injection, dont les valeurs sont connues à partir des paramètres technologiques du détecteur.

Le signal en sortie de CCD vaut alors:

$$S = G/C_s \cdot (C_{1s} + C_{2s}) \cdot (V_{\Phi} - V_{inj})$$

La courbe  $S(V_{inj})$  fournit  $C_s/G$  (figure IV.6).



- Figure IV.6 -

Variation de la tension de sortie du CCD (en l'absence de tout signal provenant des pixels), en fonction de la tension de polarisation de la grille  $\Phi_E$ . La "réponse" présente un effet de seuil correspondant au déblocage du transistor MOS virtuel " $D_E - \Phi_E - \Phi_{CCD}$ " analogue à l'effet de seuil sur GPOL (voir III.V.1.a).

Dans le montage adopté, nous obtenons une valeur de  $C_s/G = 0.25$  pF, ce qui correspond à un rapport de conversion de:

$N/V = 1.56 \cdot 10^6$  électrons/Volt en sortie de CCD.

Correspondant à:

$$V/N = 0.64 \mu\text{V}/\text{électron}$$

Le signal, après échantillonnage, est codé sur 12 bits (4096 niveaux, ou "pas" de codage).

Du fait de la partition ( $p_a = 0.3$ ), chaque "électron-CCD" (lu) correspond à  $1/0.3$  "électron-STK" (détecté).

De même, si on tient compte de la moyenne effectuée par le TMS, on peut calculer le nombre d'électrons par "coup" HP. Le tableau III.6-bis résume les valeurs du "nombre d'électrons par LSB" (Less Significant Bit: pas de codage), aux différents niveaux de la chaîne d'acquisition.

	CCD (lecture)	STK (détection)
1 LSB /12 bits (CAD)	1910	6390
1 LSB /16 bits (HP)	239	796

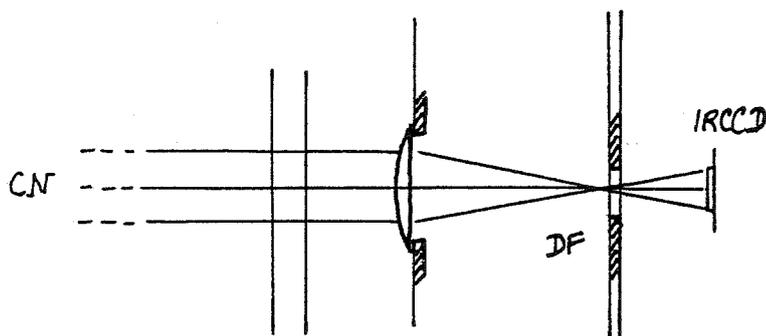
- Table III.6-bis -

#### IV.IV COURBE DE REPONSE

##### IV.IV.1 DETERMINATION

###### a) Mesure

La détermination de la courbe de réponse du détecteur a été faite de manière relative, en illuminant le détecteur de manière uniforme pour une série de diamètres de Corps noir croissants (fig IV.7).

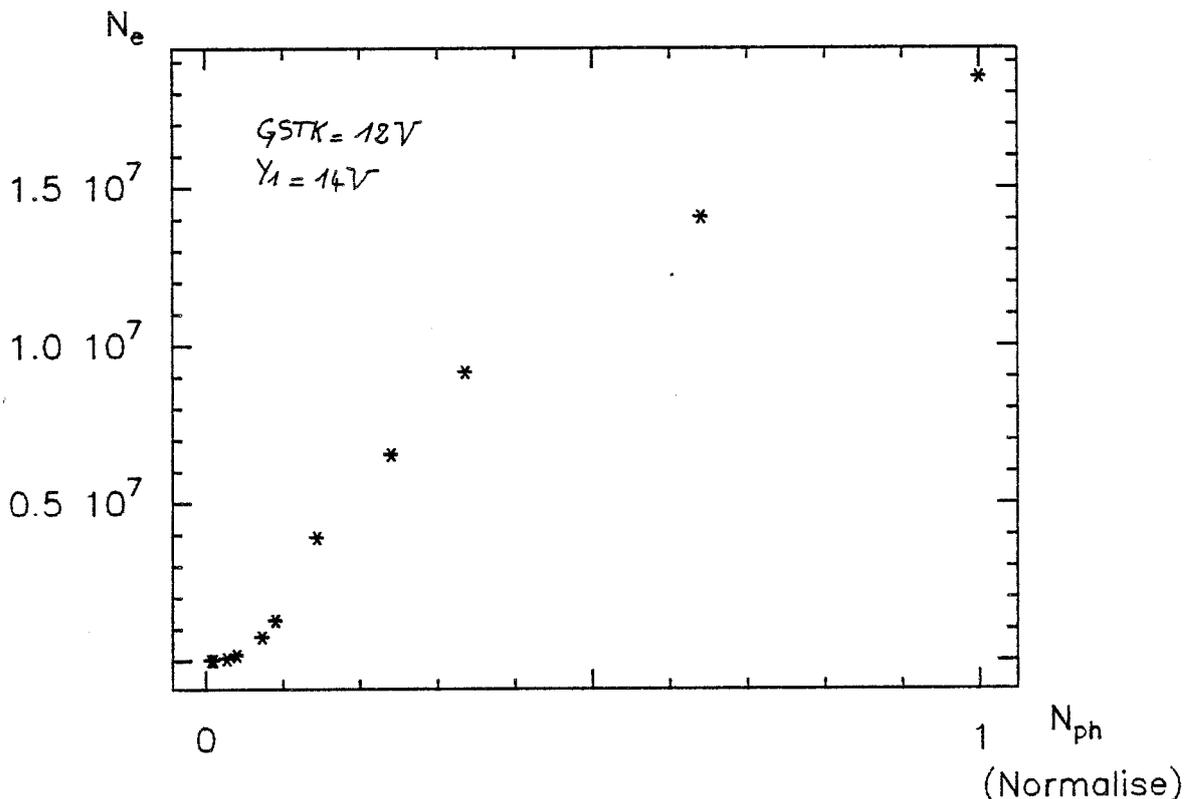


- Figure IV.7 -

Schéma optique utilisé pour la détermination de la courbe de réponse du détecteur (correspondant au montage de la caméra sur télescope, voir figure III.22). Le corps noir, considéré comme situé à l'infini, est réimagé sur le diaphragme froid DF, et l'image sur le détecteur est sensiblement uniforme. Le grandissement du montage (inférieur à 1/50), assure que le diaphragme (diamètre 2 mm) n'introduit pas d'occultation du faisceau pour le plus grand des diamètres de corps noir

utilisé (max: 10 mm).

Si on adopte le mode de lecture "LIR", c'est à dire avec partition du signal ( $p_a = 0.3$ ), on vérifie que le détecteur présente une (forte) sous-linéarité à faible éclairement, c'est à dire à faible nombre d'électrons transférés (figure IV.8).



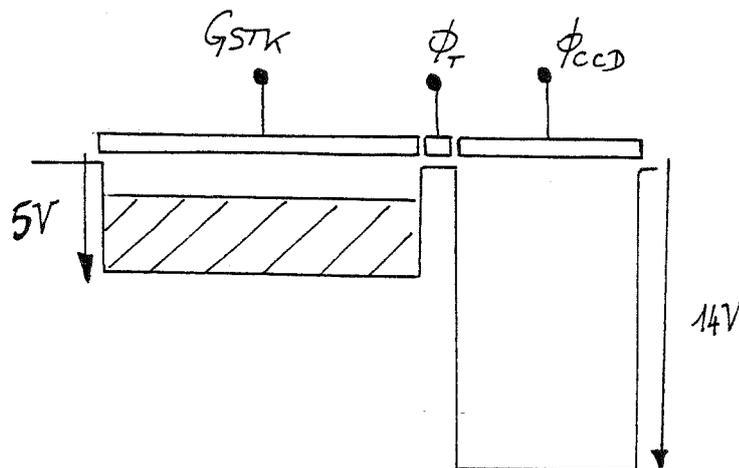
- Figure IV.8 -

Courbe de réponse de l'IRCCD obtenue avec le montage optique décrit sur la figure IV.7, en employant la méthode de lecture avec partition. Les sites de stockages sont rechargés à  $Y_1 = 14 V$  après chaque lecture.

Cette sous-linéarité est quasiment assimilable à un effet de seuil, qui empêche toute détection tant que le niveau de signal de sortie est inférieur à 0.5 Volt, c'est à dire à  $10^6$  électrons (STK) environ.

Cet effet de seuil n'est pas dû à l'inefficacité de lecture  $\epsilon$ ,

car, par utilisation des étages d'injection électrique parallèles, on peut introduire un niveau de "fat-zéro" dans le circuit de lecture sans que cela améliore la détection (alors que cela améliore notablement le transfert, voir IV.XI). De même, il n'est pas directement interprétable comme un problème de transfert STK → CCD car la sous-linéarité reste quasiment constante lorsque la polarisation GSTK varie; or, une éventuelle "marche de potentiel" entre GSTK et les grilles du CCD devrait disparaître lorsque  $GSTK = 5$  Volt, par exemple (figure IV.9).



- Figure IV.9 -

*répartition des potentiels lorsque GSTK est polarisée à une valeur plus faible que les grilles du CCD (et  $\phi_T$ ). lors de l'injection ( $\phi_T$  : "1" → "0"), toutes les charges présentes sous GSTK et susceptibles d'être injectées, se retrouvent sous  $\phi_{CCD}$ , le transfert est intégral,  $p_a = 1$ .*

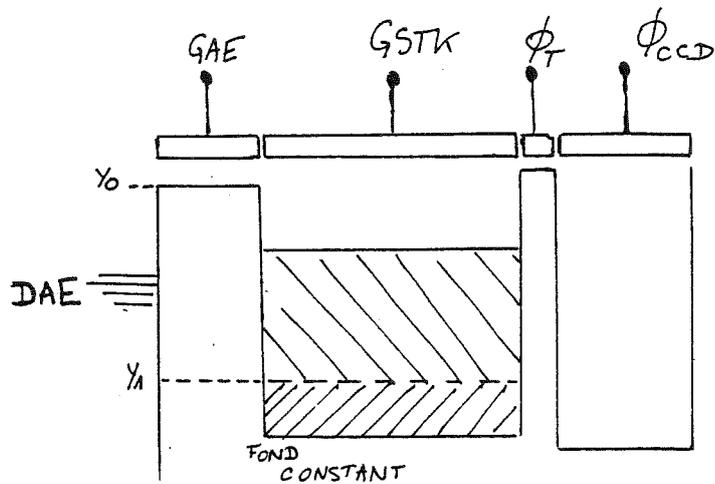
L'effet de seuil ne dépend donc pas du coefficient de partition, puisque dans ce dernier cas,  $p_a = 1$ , les charges

sont toutes transférées.

La meilleure interprétation possible reste un effet de piégeage des porteurs sous GSTK. Cet effet reste invisible si le niveau de charges dues au fond est suffisant pour "nourrir" les pièges sous GSTK (figure IV.4) et accessoirement sous les grilles du CCD, ce qui améliore le transfert.

b) Remède

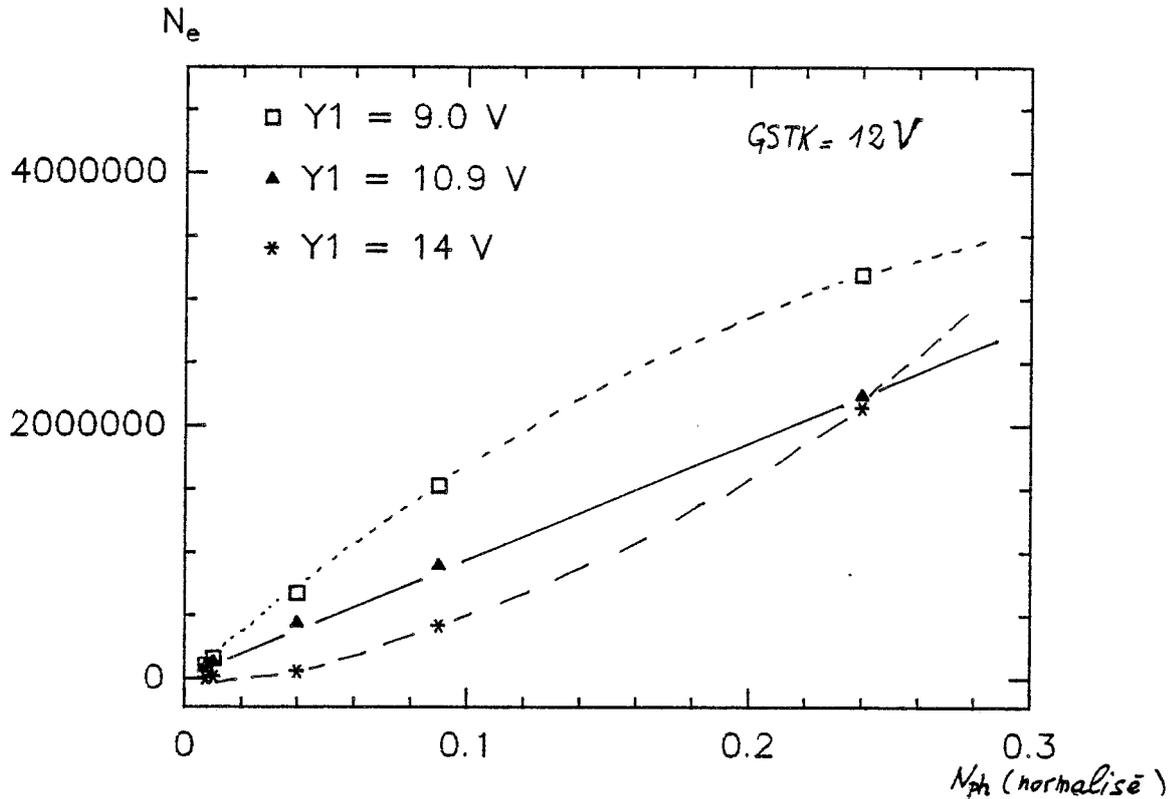
Lors de l'observation sous faible flux de fond, il est possible de créer un fond de charge artificiel en utilisant l'électrode GAE (cf. III.V.1). Les charges du site GSTK ne sont pas complètement "vidées" si on ajuste  $V_1$  à une valeur légèrement inférieure à GSTK (*recharge incomplète*, figure IV.10).



- Figure IV.10 -

*Lorsque le niveau "Y1" de GAE reste inférieur à GSTK, il reste en permanence un fond de charge sous la grille de stockage.*

On peut ainsi vérifier que le niveau de fond artificiel maintenu en permanence sous GSTK, proportionnel à  $(GSTK - Y_1)$  doit être supérieur en moyenne, à  $\approx 0.5$  Volt pour que l'effet de seuil disparaisse (voir figure IV.11). Cette valeur est cohérente avec une densité surfacique de pièges d'interface de  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .



- Figure IV.11 -

Allure de la courbe de réponse à faible signal lorsque  $Y_1$  est ajustée à une valeur inférieure à  $G_{STK}$ . La sous-linéarité disparaît lorsque  $G_{STK} - Y_1 \geq 0.5 \rightarrow 1$  Volt. Si  $Y_1$  devient trop "faible", la réponse augmente encore mais la dynamique diminue (la réponse s'arrondit).

Cette méthode revient en fait à "flasher" artificiellement le détecteur, de manière à écranter les états d'interface ("nourrir les pièges"). Elle est équivalente au "fat-zero" utilisé pour améliorer l'efficacité de transfert dans le CCD (cf. § IV.XI).

La dispersion des états de potentiel  $Y_1/G_{STK}/CCD$  sur la mosaïque oblige à adopter une valeur ( $G_{STK}-Y_1$ ) supérieure à un Volt, pour linéariser tous les sites de détection; cet effet de dispersion est à rapprocher de celui qui prévaut lors de la polarisation des diodes par GPOL (cf. III.V.1.a).

Lorsque nous utilisons la méthode de recharge incomplète, nous adoptons typiquement une valeur de  $Y_1$  égale à 10 V, afin de

"récupérer" suffisamment de pixels sans en perdre trop par saturation.

On doit donc distinguer a priori deux modes d'observation: un mode "faible flux", où la recharge de GSTK est maintenue incomplète, et un mode "fort flux" où le *fat-zéro* du site de stockage est assuré par les photons du "fond de ciel".

La linéarité de la réponse est moins critique lors d'observations faites au sol sous fort flux car on n'utilise qu'une faible partie de la courbe de réponse, dont on pourra toujours considérer qu'elle est linéaire localement. De même la réciprocité (réponse à temps d'intégration variable / réponse à flux d'entrée variable) n'est pas critique si les calibrations sont effectuées à même temps d'intégration que les observations.

Ceci oblige évidemment à utiliser des "étoiles standards" de faible luminosité (c'est à dire moins brillantes que le fond de ciel sur le même nombre de pixels), ce qui n'est pas forcément facile. Un certain nombre d'auteurs se sont consacrés à établir des listes d'étoiles relativement faibles pour utilisation à temps d'observation "opérationnel" (voir Korneef, 1983; Allen et Thomas, 1983; Glass, 1974; Johnson et al., 1966).

*note:* Dans le cas où l'on prévoit de calibrer les observations d'une source faible par une étoile standard brillante, il faut, même à fort flux de fond, utiliser la *recharge incomplète* pour assurer la linéarité de la réponse de 0 à  $N_p$  ( $\eta_N \approx \eta_{2N}$ ).

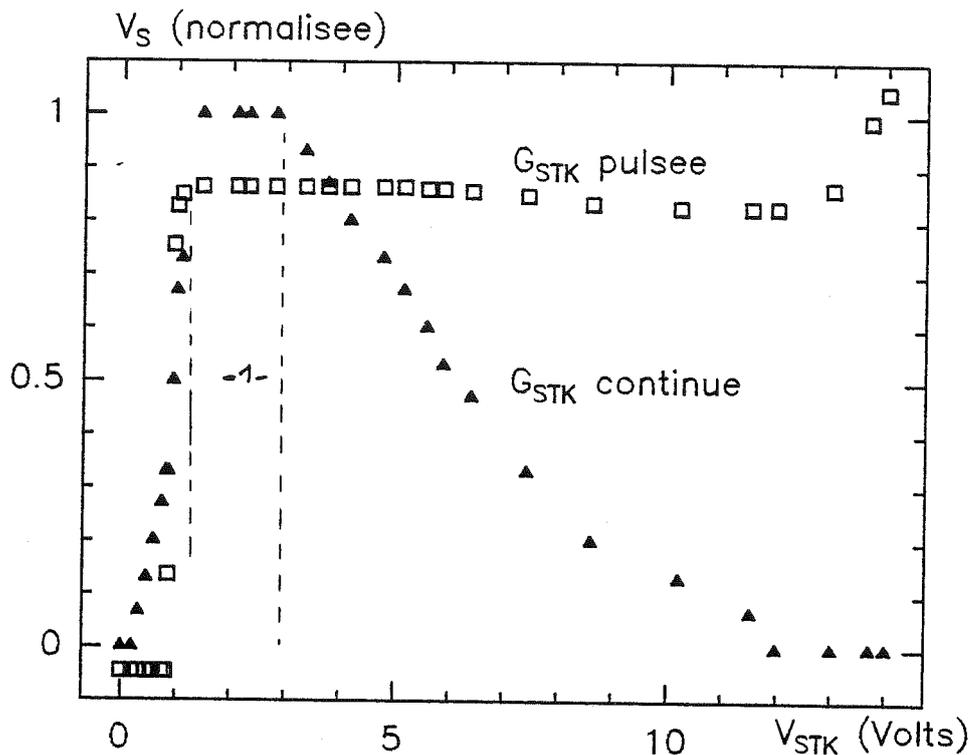
### c) Fond d'obscurité

Il est en théorie possible (et souhaitable) d'utiliser le signal du au courant d'obscurité pour générer le *fat-zéro* sous GSTK, par établissement d'un temps d'intégration important. Nous nous sommes heurtés à deux difficultés dans l'utilisation de cette méthode: d'une part le plus grand temps d'intégration accessible du fait de l'électronique de lecture (6 secondes) ne suffit pas à procurer suffisamment de signal

dans tous les sites de détection mais *surtout*, il existe un certain nombre (de 100 à 200) de points élémentaires qui se trouvent déjà saturés au bout d'un temps d'intégration d'une seconde (cf. § IV.VIII). La limitation rencontrée ici est encore la dispersion d'une des caractéristiques du détecteur sur l'étendue de la mosaïque. Il est légitime de penser que des détecteurs "de deuxième génération" rencontreront moins de dispersion et pourront être utilisés à fort temps d'intégration.

#### d) Transfert Intégral

Lorsqu'on fait varier la valeur de GSTK tandis que le détecteur est placé sous éclairage constant (figure IV.12), la tension de sortie varie (la valeur de la tension à saturation est toujours la même) et décroît linéairement en fonction de GSTK lorsque le régime de partition en fonction du rapport des surfaces en regard est atteint.



- Figure IV.12 -

Variation du signal en sortie, sous un éclairage constant, en fonction de la valeur de la tension de polarisation continue appliquée à la grille de stockage (triangles noirs). La quantité de charge stockable sous GSTK est proportionnelle à la tension appliquée; tant que cette quantité de charge est inférieure à la dynamique du CCD, elle est intégralement transférée (partie -1-) et le signal de sortie est constant. lorsque GSTK augmente encore, le coefficient de partition s'applique et le signal de sortie diminue.

Il est possible de pulser GSTK de la même manière que sont pulsées les phases du CCD; dans ce cas (carrés blancs), le signal de sortie sous éclairage constant ne dépend plus de GSTK, puisque les charges sont toujours intégralement transmises.

Il faut noter que la courbe présentée sur la figure IV.12 a été obtenue pour un flux de fond important. Lorsqu'on essaye de pulser GSTK pour détecter un faible signal, l'effet de

seuil ne disparaît pas complètement. Il est possible que la brusque variation de potentiel sous GSTK ait une influence (négative) sur l'étage d'entrée (couplage MOS-DIODE). Nous n'avons pas exploré plus avant ce mode de lecture.

#### IV.IV.2 SATURATION

La capacité de stockage de l'IRCCD peut être déterminée à partir du gain de la chaîne de lecture (cf. ci dessus) et de la dynamique du signal, mesurée en volt. Cette dynamique est de 5 Volts dans des conditions "normales" de lecture, c'est à dire pour GSTK=14 Volts et un coefficient de partition  $p_a=0.3$ . On obtient ainsi une dynamique de stockage sous GSTK de :

$$1.56 \cdot 10^6 \times 5 \times 1/0.3 = 2.6 \cdot 10^7 \text{ électrons}$$

Une autre méthode consiste à connaître la capacité d'oxyde par unité de surface  $C_u$  et la surface  $A_s$ , de la grille de stockage GSTK (cf. § II.VII):

$$\begin{aligned} A_s &= 955 \mu\text{m}^2 \\ C_u &= 3 \cdot 10^{-4} \text{ pF}/\mu\text{m}^2 \\ V_{\text{GSTK}} &= 14 \text{ V} \end{aligned}$$

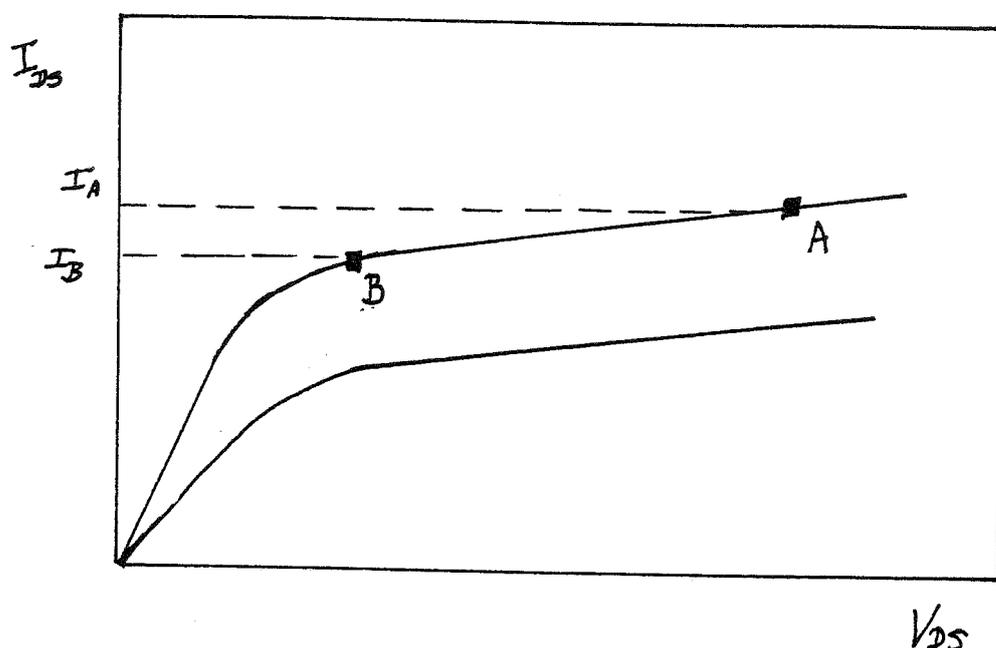
La capacité déduite de ces trois paramètres est alors de :

$$\begin{aligned} &955 \times 3 \cdot 10^{-4} \times 10^{-12} \times (14-1) \times (1/1.6 \cdot 10^{-19}) \\ &= 2.3 \cdot 10^7 \text{ électrons} \end{aligned}$$

(En adoptant une tension de seuil de la capacité MOS de stockage égale à 1 Volt.)

La valeur mesurée dans notre montage est donc cohérente avec celle déduite a priori des paramètres technologiques du détecteur. Cette capacité est importante mais la courbe de réponse (figure IV.8) indique clairement qu'elle ne pourra pas être exploitée intégralement. Au delà de  $N_e=1.5 \cdot 10^7$  électrons, le rendement quantique en *petit signal*  $\eta_{\partial N}$  décroît.

En conclusion, il semble que l'IRCCD ne soit pas linéaire sur de grandes parties de sa courbe de réponse. Par retour à la partie supérieure de la figure III.13 (chapitre III), on peut voir que, si le MOS d'interface n'est pas parfait, le déplacement du point de fonctionnement de A vers B (figure IV.13 ci-dessous) ne s'effectue pas à courant injecté constant. La courbe de réponse présente alors obligatoirement un aspect arrondi.

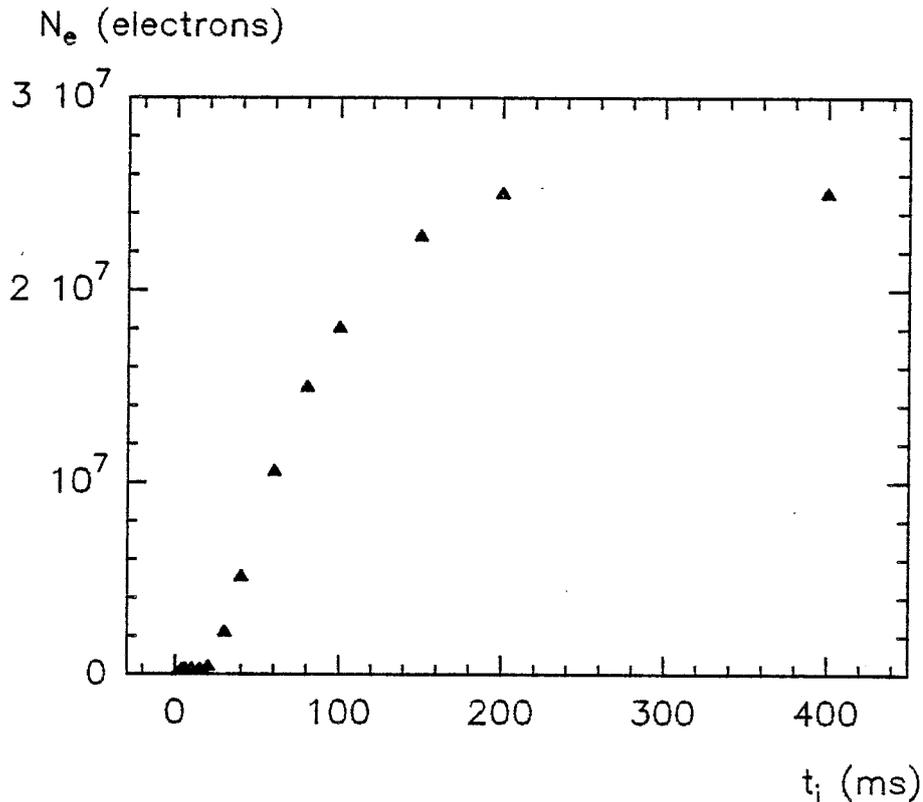


- Figure IV.13 -

Point de fonctionnement de l'étage diode-MOS. Lorsque l'impédance du transistor n'est pas infinie,  $I$  décroît pendant la phase d'intégration. La courbe de réponse n'est donc pas linéaire globalement.

### IV.IV.3 RECIPROCITE

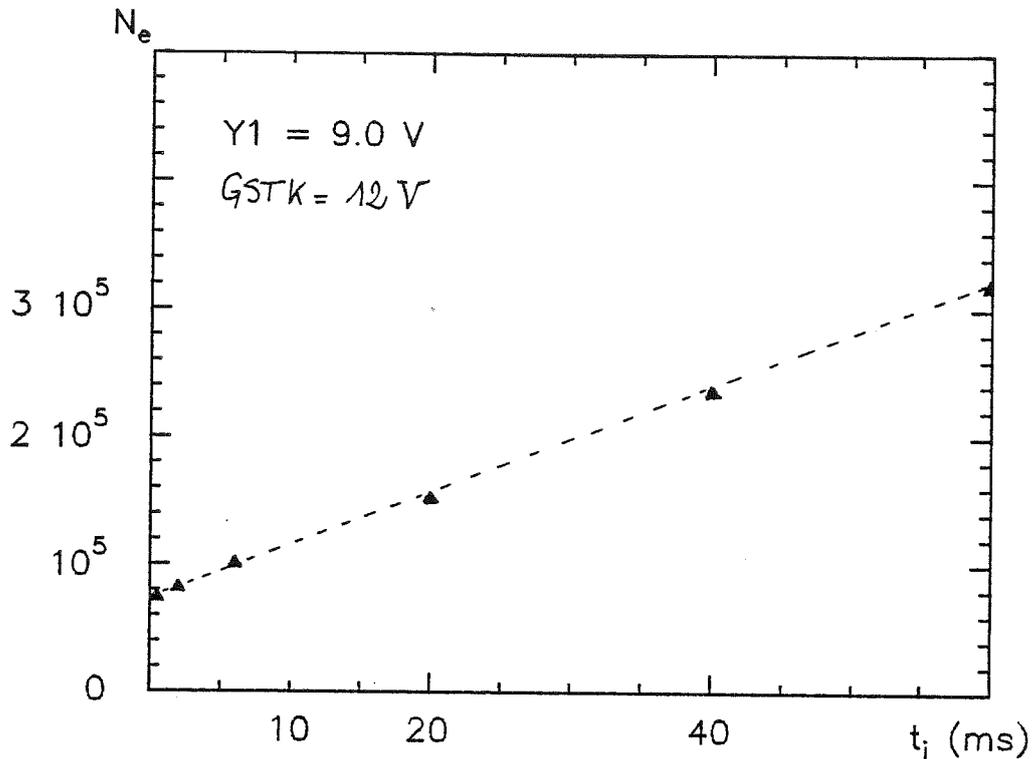
Pour pouvoir comparer des mesures à temps d'intégration variable, on est amené à caractériser la réponse du détecteur sous un éclairage uniforme à temps d'intégration variable (figure IV.14).



- Figure IV.14 -

*réponse de l'IRCCD à temps d'intégration variable (moyenne du signal sur tous les pixels). La source observée ici est le fond à 300 K.*

Sur la figure IV.14, on retrouve le seuil déjà mis en évidence sur la réponse sous éclairage variable puisque le signal *en lecture* doit dépasser une certaine valeur. Lorsque la même méthode de "recharge incomplète" est utilisée, la linéarité est restituée de la même manière que précédemment (figure IV.15).



- Figure IV.15 -

*Courbe de réponse en fonction du temps d'intégration, lorsque la méthode de recharge incomplète est utilisée.*

note: le léger décalage à l'origine observé sur les deux courbes de réponse des figures IV.11 et 15 s'explique probablement par une mauvaise compensation du fond due à une émissivité différente entre la "plaque de compensation" et les abords du corps noir.

Il est donc possible de calibrer des observations effectuées sous faible flux de fond, par des observations d'étoiles standard brillantes, à condition d'utiliser la recharge incomplète dans les deux cas.

#### IV.IV.4 CONCLUSION

La qualité de la réponse de l'IRCCD passe par la qualité de l'interface Silicium-Oxyde mais aussi par le contrôle de la *dispersion* des valeurs caractéristiques de ces défauts sur l'étendue de la mosaïque. Si le deuxième de ces points peut être amélioré par une meilleure maîtrise de la technique de fabrication des détecteurs, le phénomène de piégeage à l'interface est relié à l'apparition de niveaux d'énergie "parasites" dus au brusque changement de structure cristalline lors du passage du Silicium à l'Oxyde (Dereniak et Crowe, 1984). Le piégeage est alors inévitable. La méthode de "fat-zéro" sous GSTK employée ici n'est pas forcément la meilleure et peut-être serait-il possible de la prévoir "à la fabrication", c'est à dire de fournir une grille de stockage "à puits enterré", comme c'est déjà fait, pour la lecture, dans les CCD du visible, cette modification s'accompagnant d'une perte importante de la capacité du détecteur (facteur  $1/5 \rightarrow 1/10$ ).

De manière générale, il semble que la linéarité de l'IRCCD soit moins bonne que celle obtenues avec les CCD du domaine visible (Réponse "arrondie"). Cela vient de ce que ce détecteur résulte d'un *couplage* entre deux étages différents. Ceci n'est pas rédhibitoire car, d'une part on peut penser que la courbe de réponse de l'IRCCD sera un jour suffisamment bien connue pour pouvoir être inversée point par point, et d'autre part, le *mode* même de l'observation infrarouge au sol (observation différentielle) rend moins critique le problème de la linéarité *globale* ( $0-N_p$ ) de la réponse, sous réserve que la calibration ne suppose pas  $\eta_N \approx \eta_{2N}$ .

#### IV.V STABILITE

La stabilité de la réponse des mosaïques IR est un problème important de leur caractérisation car elle détermine la précision avec laquelle on pourra comparer 2 mesures effectuées à des instants différents (pour calibration par

exemple). Dans la limite actuelle de nos connaissances des mosaïques infrarouges, c'est également un problème délicat car la frontière entre le bruit basse fréquence ou très basse fréquence ( $10^{-1} \rightarrow 10^{-3}$  Hz ...), et l'"instabilité" de la réponse est assez ténue.

Une méthode de détermination de cette stabilité consiste à viser une source *stable* pendant un grand intervalle de temps, les fluctuations de la source devant être négligeable devant les fluctuations du signal que l'on souhaite détecter. La table (IV.2) donne un ordre de grandeur de la stabilité qu'on est en droit d'attendre de l'émission d'un corps noir à la température T, observé à la longueur d'onde  $\lambda_0$ .

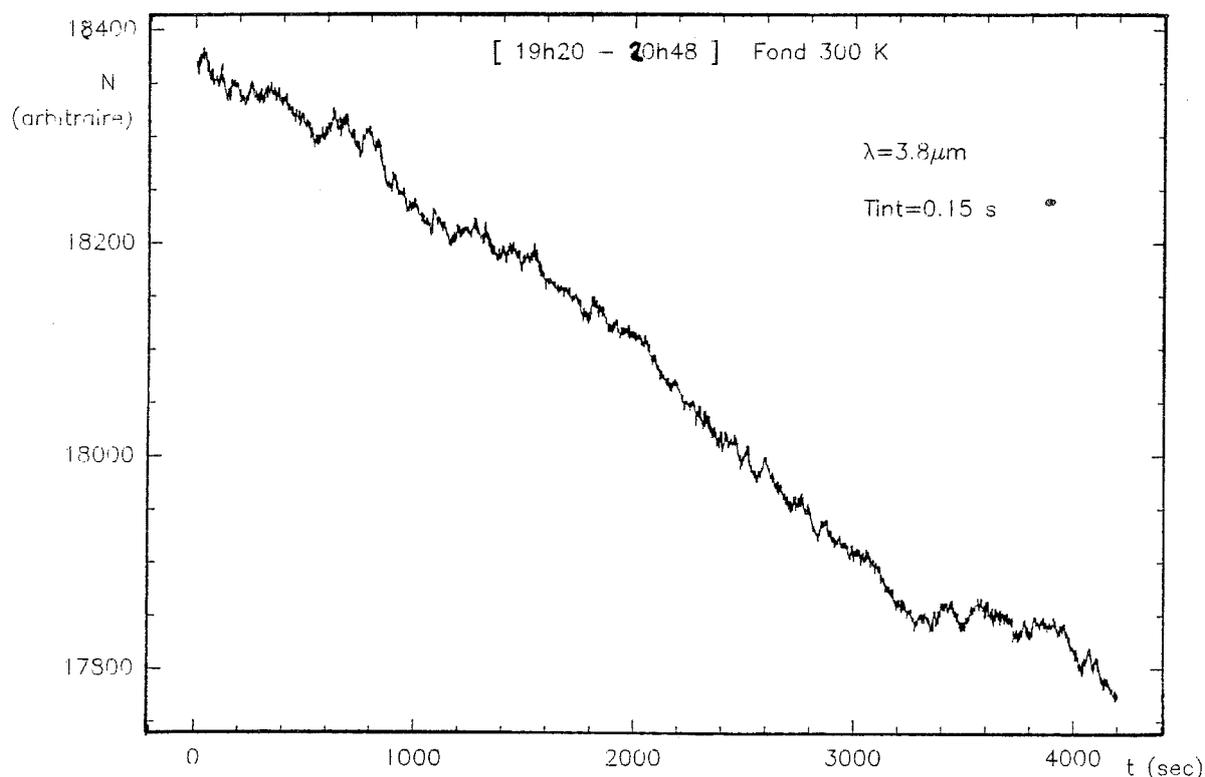
#### IV.V.1 STABILITE A COURT TERME

Lors d'un changement de conditions d'illumination moyenne du détecteur (passage d'un diamètre de corps noir à un autre), nous avons pu vérifier que la réponse d'ensemble s'établit à sa valeur définitive en un temps de l'ordre d'une fraction de seconde. Ce temps d'établissement est d'autant plus long que le niveau moyen du signal impliqué est faible. On peut expliquer cet effet si le niveau de signal moyen sous GSTK n'est pas entièrement suffisant pour saturer tous les pièges d'interface et si l'équilibre s'établit plus lentement que quelques 100 ms.

Cet effet n'invalide pas l'observation avec modulation dans la mesure où le flux de fond moyen (naturel ou artificiel) est sensiblement constant lors du passage de la visée Etoile à la visée Fond. Le problème peut intervenir lorsqu'on change ce flux de fond, en changeant de filtre, par exemple. Nous avons pu vérifier que le signal ne présente plus de variation systématique au delà de quelques secondes après un brusque changement de flux de fond moyen (voir figure IV.17).

#### IV.V.2 STABILITE A LONG TERME

On stocke sur bande magnétique des milliers de poses successives pour analyse ultérieure de la stabilité du signal, ce qui permet d'atteindre les fréquences de variation de ce signal comprises entre  $(\text{intervalle entre deux poses})^{-1}$ , qui est ici sensiblement égale à  $(\text{temps d'intégration} \times 8)^{-1}$ , et  $(\text{durée totale de la mesure})^{-1}$  (figure IV.16)

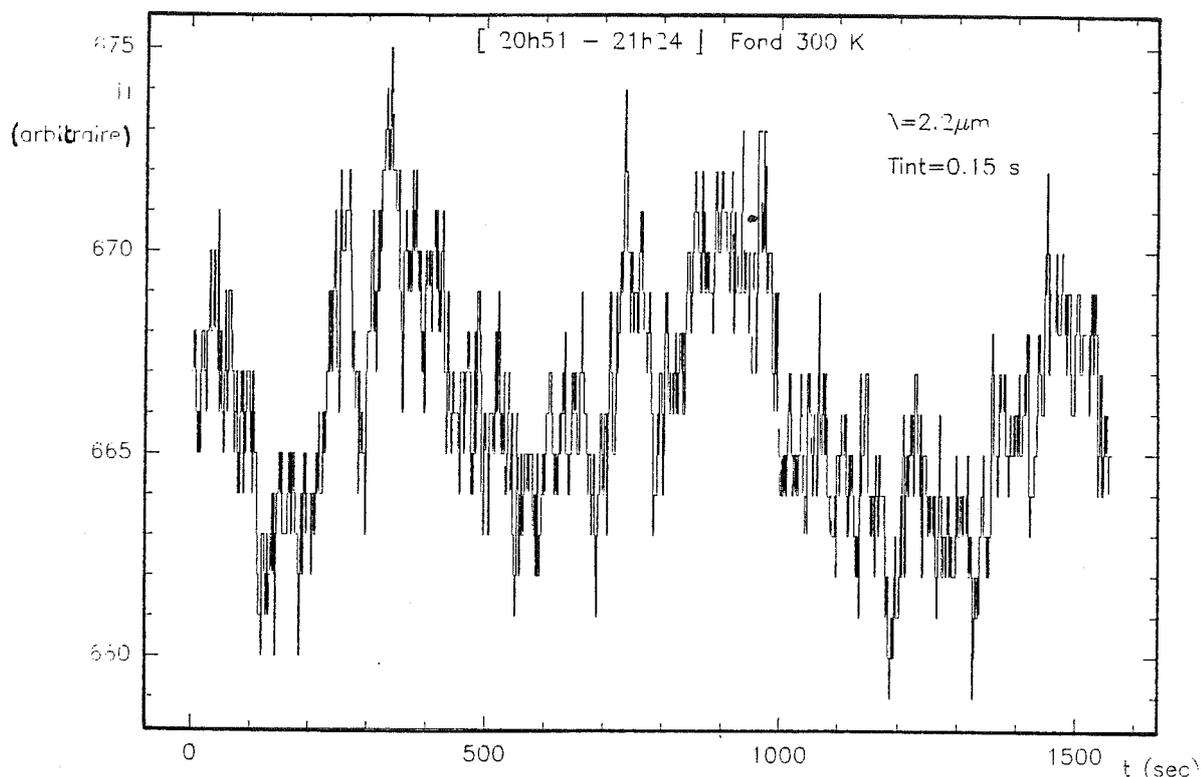


- Figure IV.16 -

*Variation de la réponse "continue" du détecteur (moyenne du signal des 1024 pixels) dans la bande L', sous flux de fond ambiant à 300 K. La mesure, poursuivie pendant plus d'une heure, montre une décroissance systématique du signal de valeur relative égale à 3 %. Cet effet est explicable par une baisse de la température ambiante (voir texte).*

La source qui vient en premier à l'esprit est le fond ambiant à 300 K. On obture le hublot du cryostat avec une pièce de carton, de manière à ce que les divers déplacements de sources

chaudes (310.2 K) du laboratoire ne perturbent pas la mesure. Cependant, la source adoptée ne présente pas de stabilité relative supérieure à 4. % à  $\lambda=3.8\mu\text{m}$  (table IV.2). La variation systématique de signal, constatée sur la figure IV.16, est compatible avec une variation de température ambiante de - 0.8 K, ce qui est entièrement cohérent avec l'heure de la mesure.



- Figure IV.17 -

Mesure du signal moyen sur l'étendue de la mosaïque dans la bande K. La mesure, effectuée quelques minutes après celle présentée sur la figure IV.16, ne montre pas de variation relative systématique du signal supérieure à 1 %. La fluctuation basse fréquence résiduelle ( $\pm 1\%$ ) ne peut pas être expliquée par un effet "thermique" et résulte probablement d'un défaut de l'électronique de lecture).

En conclusion, la stabilité relative de la réponse de l'IRCCD est meilleure que 1 % sur un intervalle de temps supérieur à

une heure, c'est à dire typiquement l'intervalle de temps séparant deux mesures de calibration. Comme expliqué au § IV.II, cette "stabilité" reflète sans doute celle de l'émission du corps noir ambiant à 300 K. Il est donc probable que la stabilité de la réponse du détecteur soit nettement *meilleure* que 1 %.

note: L'absence de modulateur sur banc d'optique nous a limité à l'étude de la stabilité du terme  $\eta_N$  qui représente la réponse *continue* de l'IRCCD. Une mesure complémentaire consisterait à examiner la réponse avec modulation devant un corps noir de température élevée, à *condition de garantir également la température de la source de référence.*

Nous n'avons pas exploré plus loin le problème de la stabilité de l'IRCCD. Il est clair que celle ci ne nous limitera pas dans nos premières observations, étant données la précision que nous pouvons attendre de ces mesures.

#### IV.V.3 STABILITE A TRES LONG TERME

Le détecteur utilisé dans les observations présentées en fin de cette thèse et étudié ici a été installé dans le cryostat au mois de Juin 1985. Au cours des 18 mois d'utilisation qui ont suivi, nous avons pu détecter l'apparition de quelques nouveaux pixels "morts", c'est à dire saturés à temps d'intégration donné ou de pixels "presques pleins" dont la réponse ( $\eta_N$ ) décroît.

Il faut noter qu'au cours des diverses préparations de missions d'observation le cryostat (et le détecteur) ont subi de nombreux étuvages (par remplissage de la cuve d'alcool bouillant pendant plusieurs heures) en vue d'augmenter l'autonomie du cryostat par dégazage préalable. Le cryopompage est en effet moins efficace à la température de 77 K qu'à celle de l'hélium liquide.

#### IV.VI FACTEUR DE REMPLISSAGE

L'IRCCD est constitué de pixels de  $50 \mu\text{m}$  de coté au pas de  $70 \mu\text{m}$ , ce qui correspond à un facteur de remplissage théorique  $ff=50 \%$ . Cependant, ces pixels ne sont pas sensibles selon une porte carrée  $r(x,y)$  qui serait égale à l'unité à l'intérieur du périmètre du pixel et nulle à l'extérieur.

Si  $N_0$  est le flux (en photons. $\text{m}^{-2}$ ) à la surface du détecteur, la réponse par "pixel" de coté  $p$  (pas de la mosaïque) sera:

$$R \propto \iint_{\pm p/2} r(x,y) \cdot \eta \cdot N_0 \, dx dy$$

On peut écrire:

$$R = \eta N_0 \cdot ff$$

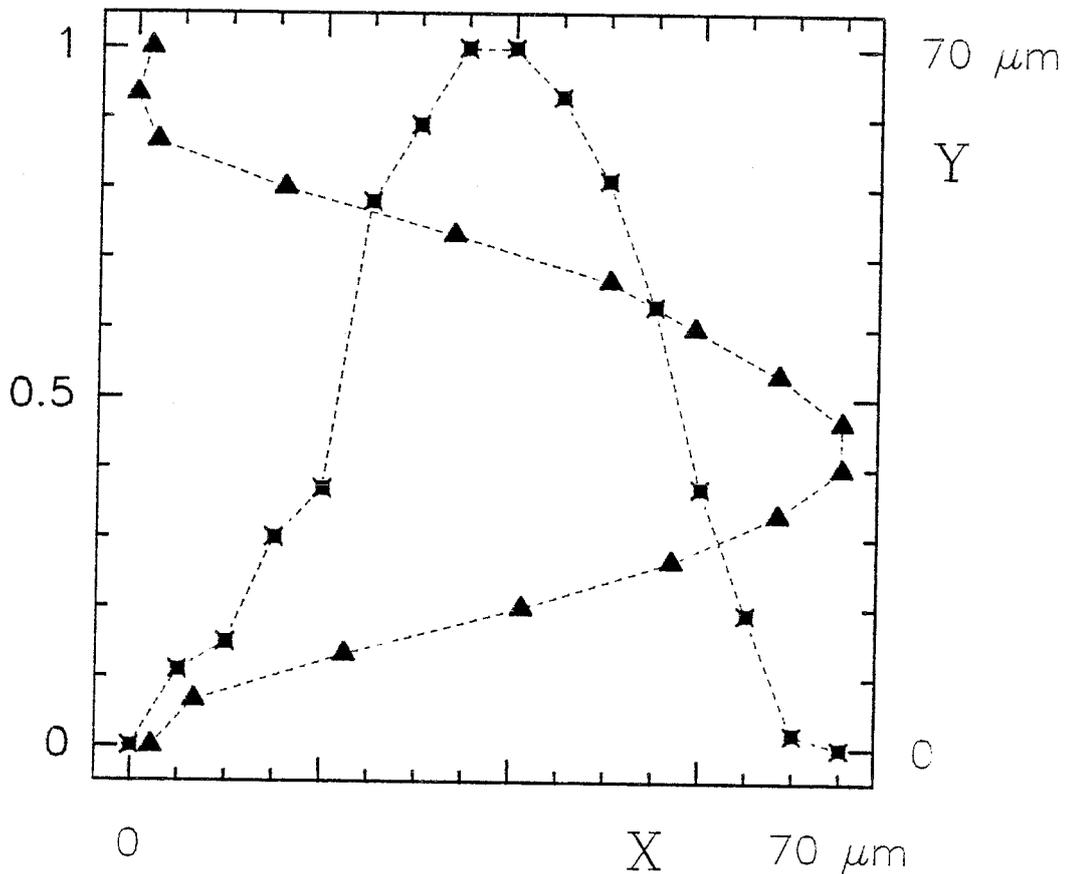
où  $ff$  est le facteur de remplissage:

$$ff = \iint_{\pm 1/2} \rho(x,y) \, dx dy$$

Calculé sur un pixel normalisé  $(x,y)$ .

La réponse surfacique normalisée à 1,  $\rho(x,y)$  de l'IRCCD est explorée en déplaçant sur le détecteur l'image d'un point source (diamètre de corps noir =  $250 \mu\text{m}$ , grandissement  $1/40$ ). Dans le cas de la mesure effectuée, le montage optique froid présent dans le cryostat (ouvert à  $f/7$ ) limite la taille du point image d'analyse à quelque  $20 \mu\text{m}$  de diamètre ( $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ ). La focalisation est d'abord réglée sur une image plus large (CN:  $3 \text{ mm}$ ) car cela n'est plus possible si la tache est trop petite devant la surface d'un pixel.

On calcule ensuite le terme  $ff$  à partir du profil obtenu (figure IV.18).  $ff$  vaut sensiblement  $30 \%$  dans le cas du détecteur utilisé dans cette étude.



- Figure IV.18 -

Profil d'un pixel exploré dans les deux directions perpendiculaires (ligne, colonne). Avec une tache d'analyse de  $20 \mu\text{m}$ , la zone aveugle apparaît juste entre deux pixels adjacents.

La tache d'analyse ayant une dimension finie, le profil obtenu ci-dessus est légèrement plus arrondi que le profil de réponse réel. Par comparaison à la convolution d'un créneau de largeur  $50 \mu\text{m}$  avec une gaussienne de largeur à mi-hauteur  $20 \mu\text{m}$ , on peut vérifier que cet effet reste faible. Des mesures effectuées au LIR avec une tache d'analyse plus fine donnent un facteur de remplissage de 35 % (Bock, comm. privée), cohérent avec la valeur obtenue ici (voir également § IV.VII).

Le facteur de remplissage déterminé ici reste faible. Le détecteur dont nous disposons date de près de deux ans et il existe actuellement au LIR des mosaïques possédant un facteur

de remplissage de 70 %. Dans la mesure où nous avons choisi de respecter le critère de Shannon dans l'échantillonnage, le passage à une mosaïque ayant un facteur de remplissage deux fois plus élevé n'apportera rien à la qualité de l'image (voir Appendice A), mais permettra d'obtenir un même rapport signal sur bruit, dans un temps *quatre* fois plus faible.

#### IV.VII RENDEMENT QUANTIQUE

##### IV.VII.1 MESURE

La taille du détecteur IRCCD 32x32 est telle qu'il se situe à la limite entre les détecteurs dont on peut connaître les pixels individuellement et ceux dont on ne mesure qu'une caractéristique statistique parce que leurs pixels sont trop nombreux. 1024 est quand même déjà un grand nombre pour connaître les pixels un par un et, de toute façon, de la connaissance du rendement quantique d'un seul pixel d'une part et de la réponse relative du détecteur à un "champ plat" d'autre part, on peut remonter au rendement quantique de toute la mosaïque.

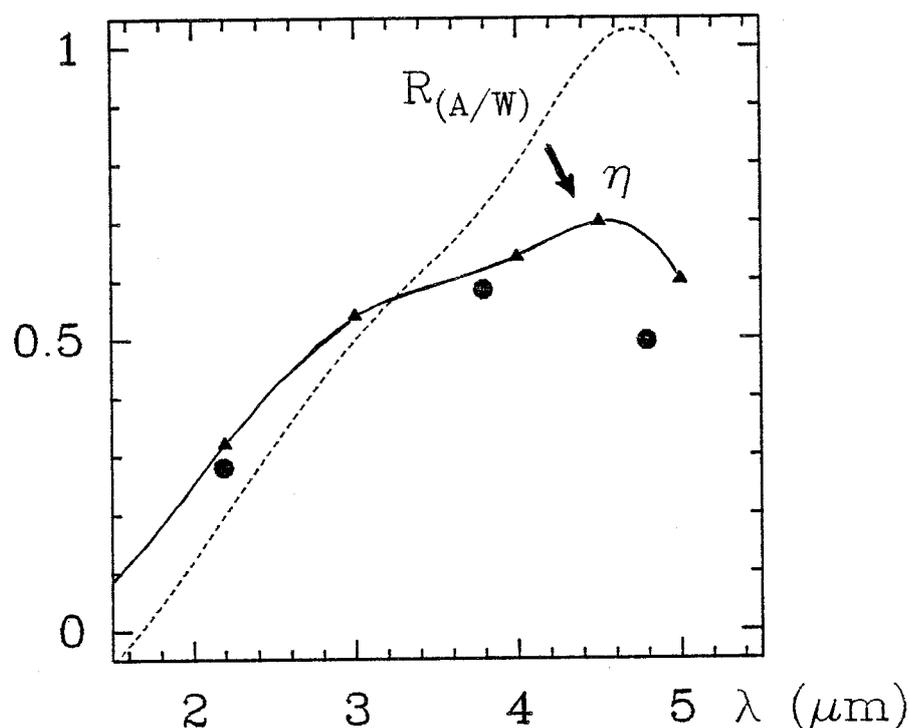
Le rendement quantique à été déterminé en éclairement uniforme (sans lentille) rendu variable par changement de diaphragme de corps noir et en adoptant une valeur de  $ff$  égale à celle déterminée précédemment. Le rendement quantique  $\eta$  mesuré est donc celui de la surface sensible. On obtient le rendement quantique "équivalent"  $\eta_{eq}$  en multipliant  $\eta$  par  $ff$ .

On vérifie ainsi que, même dans le cas d'une erreur de détermination du facteur de remplissage (une sous-estimation de  $ff$  entraîne une surestimation de  $\eta$ ), la détermination de  $\eta_e$  n'est pas entachée d'erreur.

Pour chacune des trois longueurs d'onde de la photométrie 2-5  $\mu m$ , on utilise les courbes de transmission des filtres K, L' et M présentées dans le chapitre III.

La détermination de  $\eta$  est faite dans la partie linéaire de la

courbe de réponse, de manière à s'approcher le plus possible du rendement quantique du matériau HgCdTe. Ce détecteur ne comportant pas de traitement anti-reflet, le rendement quantique est limité à 0.7 par la valeur du coefficient de reflexion du matériau CdTe.



- Figure IV.19 -

Valeurs du rendement quantique (triangles noirs, courbe en trait plein) déduites de la mesure de la réponse en courant (normalisée à 1, courbe en pointillés) du matériau HgCdTe, effectuée au LIR. Les points de mesures (gros points noirs) sont ceux déterminés dans ce travail.

Les valeurs obtenues peuvent être comparées à la courbe de réponse mesurée au LIR, et qui concerne la réponse en courant du HgCdTe "seul". Le "vrai" rendement quantique du détecteur hybridé est le produit du rendement quantique du matériau HgCdTe par le coefficient de couplage de la diode d'entrée au transistor MOS d'interface; ce facteur de couplage est très certainement supérieur à 95 %.

On vérifie que le détecteur hybridé présente une diminution de rendement vers les courtes longueurs d'onde. Cela est dû à l'absorption des photons de courte longueur d'onde par la couche de CdTe, de largeur de Bande Interdite correspondant à une longueur d'onde de coupure égale à  $1 \mu\text{m}$ .

L'IRCCD est donc mal adapté à l'observation des longueurs d'onde des bandes J et H ( $1.25 \mu\text{m}$  et  $1.65 \mu\text{m}$ ). Le maximum de rendement quantique se situe dans la bande L' car la bande M est proche de la longueur d'onde de coupure. On peut cependant remarquer que la longueur d'onde de coupure du HgCdTe étant ajustable par modification de la composition chimique du matériau (cf. chapitre III), un léger "décalage" de la réponse vers les grandes longueurs d'ondes est possible, et ferait de l'IRCCD un détecteur bien adapté à l'imagerie au sol dans les bandes L, L' et M.

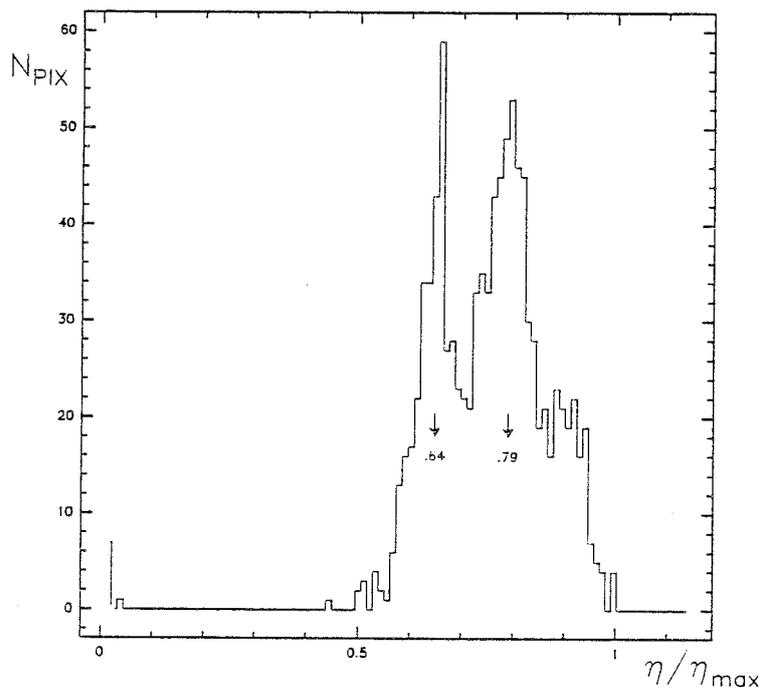
De manière générale, la réponse est relativement homogène en longueur d'onde et sa valeur maximum (60 %) en fait un détecteur très intéressant. Le facteur de remplissage disponible ici entraîne un rendement quantique équivalent maximum (à utiliser pour le calcul du RQE) de:

$$\eta_{\text{eq}} \approx 20 \%$$

Une autre façon d'estimer la chute de rendement quantique de  $3.8 \mu\text{m}$  à  $4.8 \mu\text{m}$  consiste à comparer les temps d'intégration correspondant à un signal donné en L' et en M, lorsque le détecteur examine une scène uniforme qu'on suppose modélisée par un corps suffisamment "noir" et de température proche de 300 K (hublot obturé). Le rapport des flux incidents est égal à 4 en tenant compte des transmissions des filtres, tandis que le rapport des temps d'intégration est de 5. Il y a donc chute d'environ 20% à  $4.8 \mu\text{m}$ , ce qui est parfaitement cohérent avec les valeurs de 60 et 50 % précédentes.

#### IV.VII.2 REPARTITION

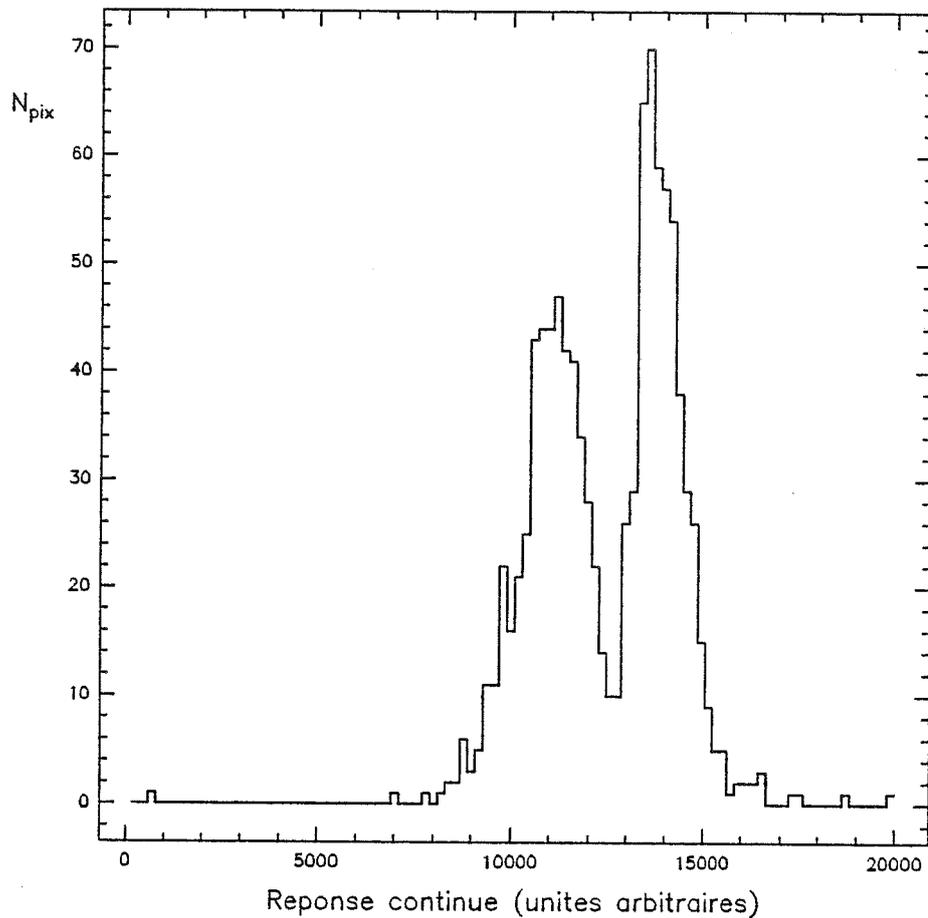
La réponse "plate" à deux éclairagements "proches" (diamètres de corps noir: 8 et 5.8 mm) donne une estimation correcte de la répartition des rendements quantiques  $\eta_N$  et  $\eta_{2N}$  sur la mosaïque (figures IV.20 et IV.21).



- Figure IV.20 -

*Histogramme des rendement quantiques sur l'IRCCD, déterminé de manière relative par deux éclairagements uniformes d'intensité différente.*

L'aspect le plus frappant de cette répartition est son allure bimodale qui sépare la mosaïque en deux familles de pixels, de rendement quantiques différents de 20 %, et illustre bien la nécessité d'une correction de la dispersion des "gains" de la matrice (correction de champ plat, voir § V.IV.5). Cet aspect bimodal se retrouve sur la réponse "continue" (un seul éclairagement, diamètre de corps noir : 5.8  $\mu\text{m}$ ), présentée sur la figure IV.21



- Figure IV.21 -

*Réponse de l'IRCCD à un éclairage uniforme (rendement  $\eta_N$ ).  
la présence de deux familles de pixels sur la mosaïque  
engendre une effet de colonne sur les images non compensées du  
champ plat, qui reste cependant limité puisque la dispersion  
des valeurs n'est que de 20 % crête à crête.*

#### IV.VIII COURANT D'OBSCURITE

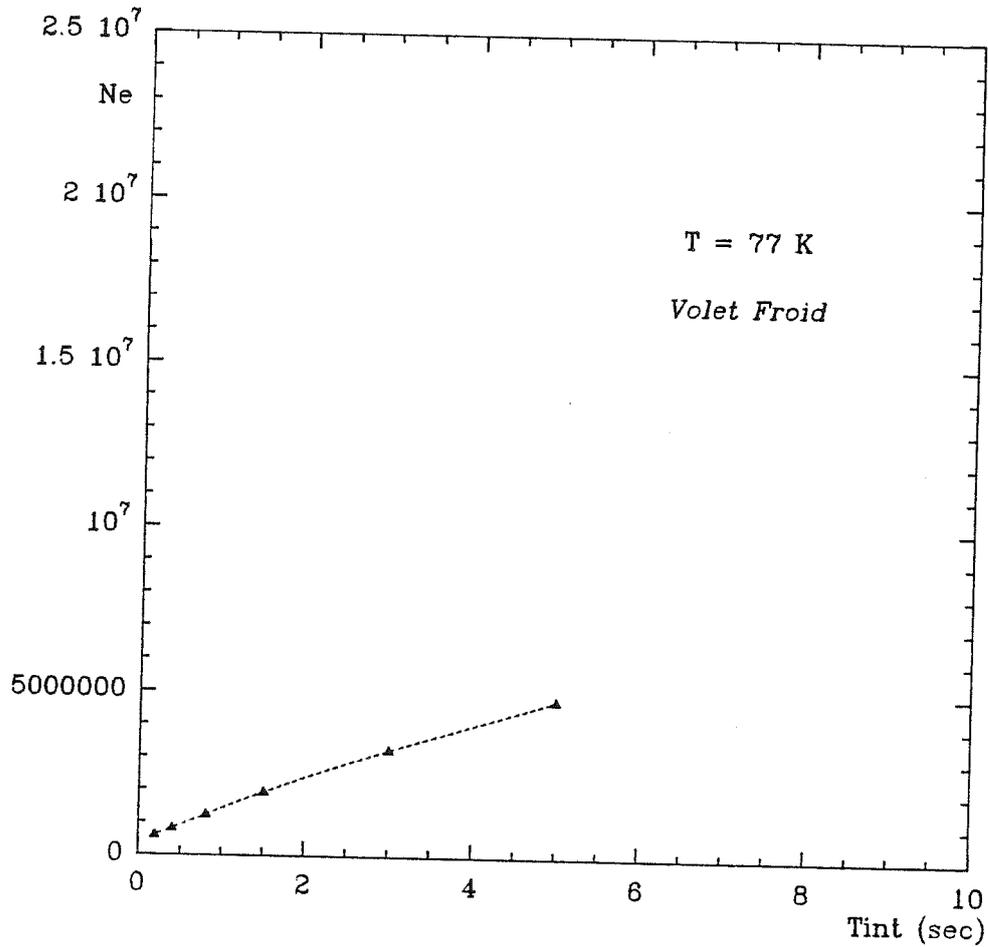
#### IV.VIII.1 SILICIUM

Le signal induit dans le CCD Silicium lui même par génération thermique à 77 K est négligeable devant les autres sources de courant d'obscurité. Nous n'avons pas fait de mesures sur ce point précis. Ce résultat semble toutefois acquis si on se réfère aux observations menées avec des CCD du domaine visible où les temps de pose peuvent atteindre une heure, ce qui situe bien l'influence du courant d'obscurité dans le Silicium à un niveau négligeable dans les conditions actuelles d'utilisation de l'IRCCD.

#### IV.VIII.2 HGCDTE

Ce sont les diodes polarisées en inverse qui génèrent la composante dominante du signal d'origine thermique. Le détecteur dont nous disposons actuellement possède 2 pixels "morts" par saturation et ce, même à  $t_i$  très faible; les diodes correspondantes sont probablement en court circuit. En dehors de ces deux pixels totalement inutilisables, la mosaïque comporte une dizaine de pixels qui se trouvent saturés au bout de 300 ms de temps d'intégration.

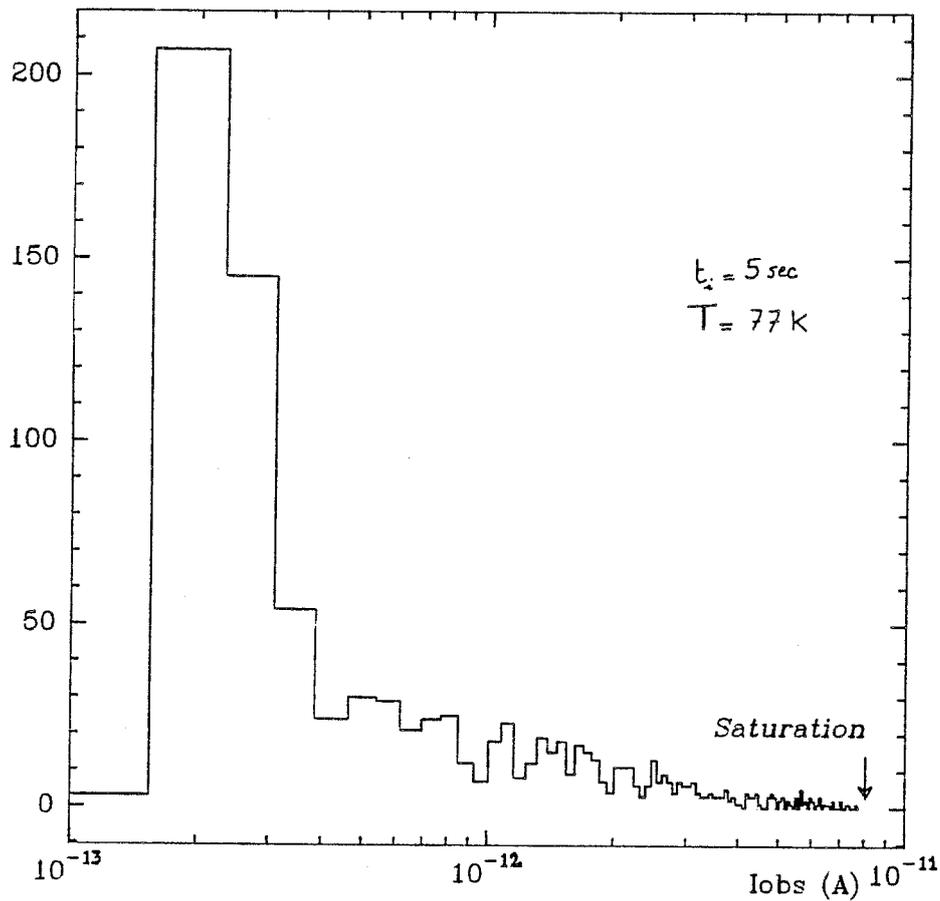
On a tracé la réponse *moyenne* sur l'étendue de la mosaïque lorsque le détecteur regarde le volet froid (figure IV.22).



- Figure IV.22 -

*Réponse de l'IRCCD à l'obscurité (volet froid fermé), moyennée sur tout les pixels.*

Si on extrapole cette réponse aux grands temps d'intégration, la réponse de l'IRCCD reste utilisable jusqu'à 20 secondes de temps d'intégration. Malheureusement, la dispersion des valeurs de Iobs (figure IV.23) rend cette extrapolation inutilisable pour le moment.



- Figure IV.23 -

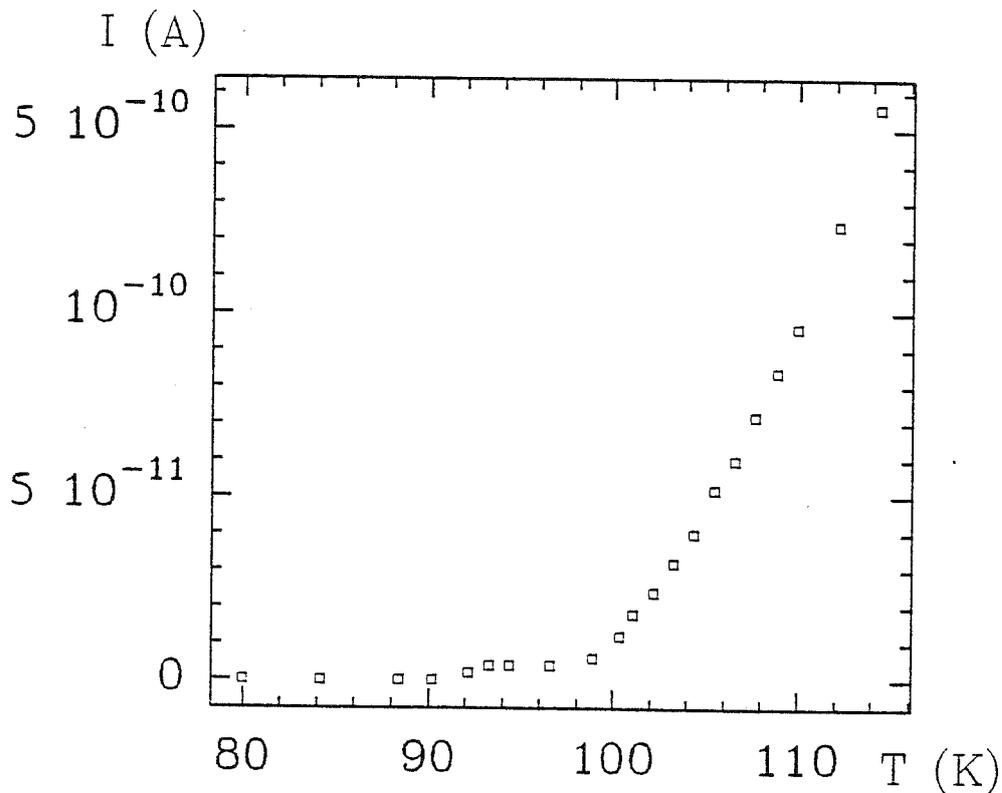
*Histogramme des courants d'obscurité sur la mosaïque, déterminé à partir d'une image obtenue en 5 secondes de temps d'intégration sur volet froid. La valeur maximum de Iobs correspond aux pixels saturés au bout de 5 secondes.*

La saturation en une seconde correspond à un courant d'obscurité supérieur ou égal à 4 pA pour les diodes correspondantes. Ce terme de courant d'obscurité est complètement ignoré lors d'observations sous très fort flux comme il est pratiqué dans les utilisation "normales" (LIR) de ces détecteurs car le courant du aux photons du fond est alors de l'ordre du nanoAmpère !

Sur la reste de la mosaïque, 80 % des pixels ne sont pas saturés au bout de 5 secondes de temps d'intégration sur volet froid. Ceci correspond à un courant d'obscurité "moyen" de l'ordre de  $1.5 \cdot 10^{-13}$  Ampères.

#### IV.VIII.3 VARIATION DE IOBS AVEC LA TEMPERATURE

L'absence de système de régulation de température sur le montage cryogénique de la caméra rend difficile une étude des caractéristiques du détecteur en fonction de la température. Cependant, lors d'une remontée en température du cryostat, il est possible d'effectuer des mesures "au vol" sur quelques pixels représentatifs du comportement global de la mosaïque. Ces mesures sont présentées sur la figure VI.24.



- Figure IV.24 -

*Variation du courant d'obscurité avec la température, déterminée sur un pixel "représentatif". La rapidité de la remontée en température du cryostat et la grande sensibilité de Iobs en fonction de T empêchent d'effectuer une mesure avec le système d'acquisition. Tout calcul de moyenne sur l'étendue de la mosaïque est donc impossible.*

On vérifie que Iobs varie avec T de manière sensiblement exponentielle et qu'il existe un effet de saturation du

courant en dessous de 85 - 90 K.

Nous avons également fait des observations en refroidissant le détecteur à la température de l'azote solide (environ 50 K), mais la diminution de courant d'obscurité n'est pas sensible dans les conditions où nous utilisons le détecteur (temps d'intégration limité).

L'effet de "coude" dans la courbe  $I_{obs}(T)$  a été observé par d'autres auteurs (Hereld et Harper, 1986) sur une mosaïque de 64x64 photodiodes au HgCdTe hybridée sur CCD. La longueur d'onde de coupure du matériau employé dans les diodes de leur dispositif est plus courte qu'ici (2.5  $\mu\text{m}$ ), et l'effet apparaît à une température légèrement supérieure (100 K). Diverses explications sont avancées, qui peuvent être reprises ici. La plus simple concerne une possible "fuite de lumière" à travers l'optique froide. Une autre explication pourrait être l'existence d'un courant de fuite entre éléments hybridés, plus important qu'entre diodes avant hybridation. Il est possible enfin que le détecteur génère lui-même ses propres photons, par effet d'électroluminescence dans tel ou tel étage du dispositif hybridé (voir § IV.VIII.4 ci dessous). Une mesure indirecte de la tension de polarisation effective des diodes de l'IRCCD (à laquelle on n'a pas accès directement), est possible à partir de la courbe de variation de  $I_{obs}(T)$ .

Si  $V$  est cette tension de polarisation, on montre que le courant inverse de la diode suit l'expression:

$$I_{obs} = I_0 \cdot e^{(qV/kT)}$$

où  $k$  est la constante de Boltzman. (Fournet, 1969)

Le tracé de  $\text{Log}(I_{obs})$  en fonction de  $1/T$  permet de mesurer  $V$ , qui est proche de 100 mV. Cette valeur de  $V$  donne une impédance de diode de l'ordre de  $10^{12}$  Ohms pour une valeur de  $I_{obs}$  de  $10^{-13}$  Ampères.

*note:* La répartition du courant d'obscurité sur la surface de la mosaïque de diodes, *avant hybridation*, nous est impossible à déterminer, dans la mesure où les effets que nous observons

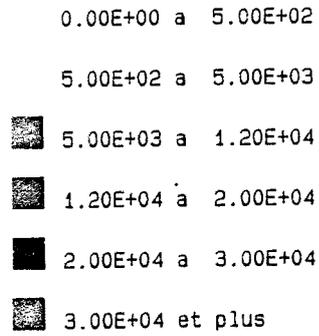
tiennent compte aussi bien de la répartition du courant d'obscurité "vrai", que d'éventuels défauts lors de l'opération d'hybridation des 2 étages du détecteur complet. Les mesures faites au LIR sur le courant d'obscurité du HgCdTe ne peuvent mettre en évidence celui-ci du fait de sa très faible valeur, sans utiliser une technique "par (longue) intégration" qui suppose l'hybridation sur CCD... Cependant des mesures ont été faites sur de "grandes" diodes, pour augmenter l'effet de  $\gamma$  (cf. I.V.5); les résultats sont cohérents avec un Iobs inférieur au pA.

#### IV.VIII.4 ELECTROLUMINESCENCE OU ELEVATION DE TEMPERATURE?

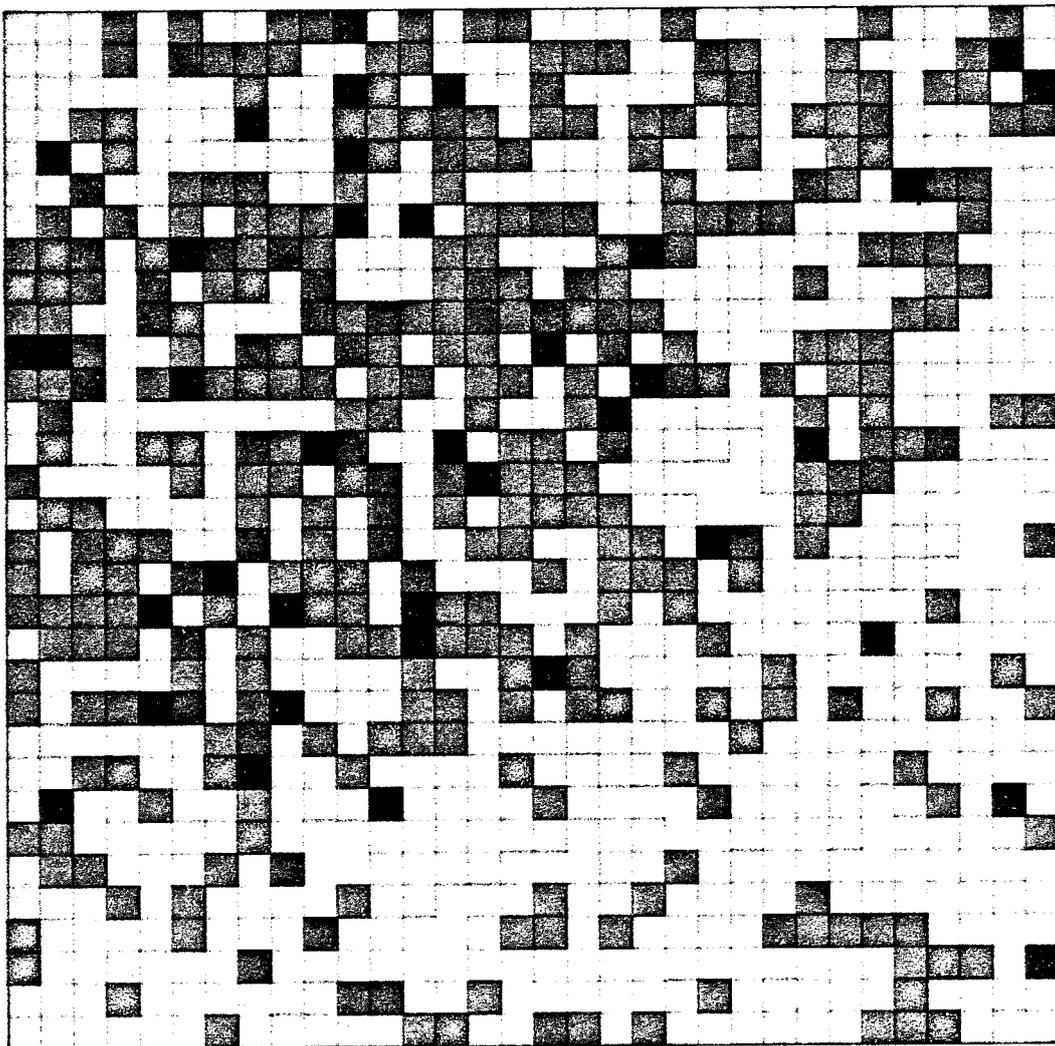
Lorsqu'on examine une image d'obscurité, on constate le phénomène dit "du coin chaud" (Fauconnier, 1983; Zucchini et al., 1980), qui correspond à une élévation du signal en provenance des pixels de la mosaïque qui sont proches du suiveur de sortie (voir page suivante). Cet effet a déjà été observé dans les CCD du domaine visible et a été attribué à une émission de lumière dans le très proche infrarouge ( $\lambda \approx 0.5 - 1 \mu\text{m}$ ) par les diodes des transistors de l'étage de sortie. On observerait donc une détection de cette lumière par le CCD lui même, car le Silicium est sensible à ces longueurs d'onde.

Si l'effet d'une éventuelle élévation de température locale a pu être écarté dans les CCD du visible, il n'est pas impossible qu'il soit ici responsable d'une augmentation localisée du courant d'obscurité.

Nous n'avons pas exploré plus avant cette possibilité car les temps d'intégration adoptés dans nos observations rendent négligeable cet effet, qu'il soit d'origine thermique ou photonique.



Tint = 5 sec - courant / 2.44.E-17



*Image obtenue en 5 secondes de temps d'intégration, le volet froid étant fermé. Les valeurs numériques sont arbitraires et correspondent aux valeurs stockées dans l'ordinateur HP1000; la saturation correspond à une valeur de 32760.*

#### IV.VIII.5 CONCLUSION

Du point de vue observationnel, la limitation du temps d'intégration admissible sans élimination d'un trop grand nombre de pixels par saturation est d'une certaine manière, analogue à celle qui existe sur les CCD du domaine visible, en raison de l'existence des rayons cosmiques (Il est cependant plus facile d'éliminer un pixel mort identifié, qu'un pixel a priori inconnu, qui a reçu un rayon cosmique, j'en conviens). C'est la grande *dispersion* des valeurs de Iobs existant sur la mosaïque qui nous empêche d'utiliser de trop grands temps d'intégration et pas sa valeur *moyenne*.

En conséquence, les observations à faible flux de fond (bande K) ont toutes été faites avec des temps d'intégration de 400 ms maximum, pour ne pas perdre trop de pixels sur l'étendue de la mosaïque.

Il est possible qu'une deuxième génération de détecteurs possède une dispersion moindre et permette alors d'atteindre les temps d'intégration déduits de la figure IV.22, qui sont de l'ordre de 10 à 20 secondes à 77 K. L'IRCCD travaillerait alors dans tous les cas, en lecture dominée par le bruit de signal.

#### IV.IX ETUDE DU BRUIT

##### IV.IX.1 INTRODUCTION

Le bruit de lecture reste un des problèmes de l'utilisation des détecteurs infrarouges bidimensionnels. En effet, si le bruit de lecture "classique" des imageurs du visible est de l'ordre de la centaine d'électrons (et probablement bientôt la dizaine), les détecteurs actuellement disponibles en IR ont plutôt 1000 à 2000 électrons de bruit RMS. Même si les électrons de bruit du proche infrarouge sont 5 à 10 fois moins énergétiques que ceux du visible (les électrons de signal aussi!), il reste un écart significatif. On peut noter que la technologie de l'imagerie solide IR en

est à ses débuts, avec une dizaine d'années de retard sur le visible, ce qui permet d'espérer des progrès. De plus, les faibles bruits de lecture des imageurs du visible ont été obtenus avec des CCD à canal enterré, qui sont moins bruyants que les CCD à canal de surface tels que celui utilisé dans l'IRCCD.

On peut noter que sont développés actuellement des circuits de lecture de type DRO pour lesquels certains constructeurs annoncent déjà moins de 400 électrons de bruit (Orias et al., 1986).

L'obligation de rapidité de la lecture en imagerie infrarouge implique une augmentation de la bande passante et donc de la contribution du bruit HF.

La cadence d'acquisition nous a jusqu'ici limité dans le choix du convertisseurs A/D à des dispositifs 12 bits, ce qui entraîne peut être un sous échantillonnage du bruit de lecture et l'apparition d'un *bruit de conversion numérique* (cf. § IV.IX.1.B).

#### IV.IX.1.A Bruit de signal

Le bruit de signal, lors d'observations à 3.8 et 4.8  $\mu\text{m}$ , est dominé par le bruit quantique du fond de ciel. La capacité utilisée en observation pour rester dans la zone linéaire du détecteur, est égale aux 3/5 de la capacité maximum.

ces 16 millions d'électrons correspondent donc à un bruit de signal de 4000 "électrons-STK". La partition conserve le rapport signal/bruit et le bruit de signal en lecture est de 1200 "électrons-CCD".

#### IV.IX.1.B Bruit de lecture

Ce bruit est la somme de plusieurs termes qu'on peut explorer rapidement:

##### Bruit du courant d'obscurité:

Etant donnés les faibles valeurs de temps d'intégration accessibles (fort flux ou dispersion exagérée), le nombre de charges générées par le courant d'obscurité reste faible. Pour un courant estimé à  $10^{-13}$  A et un temps d'intégration de 300 ms, on obtient un bruit moyen RMS sur l'obscurité, rapporté en lecture, de:

$$\sigma_{\text{obs}} = 130 e^{-}$$

##### Bruit de recharge en kTC:

Les paramètres géométriques du point élémentaires sont connus (cf. § IV.IV.2) et permettent de calculer la valeur de la capacité de GSTK:

$$C(\text{GSTK}) = 0.27 \text{ pF}$$

La mesure de Cs/G (cf. § IV.III) permet d'affirmer que  $C_s < 0.25 \text{ pF}$  dans l'étage de sortie (car  $G \leq 1$ ), ce qui fournit une valeur comparable. Dans les deux cas, le bruit de recharge  $Q^2 = kTC$  est de l'ordre de 100 électrons RMS. Du point de vue de la lecture, le bruit de Cs correspond effectivement à  $100 e^{-}$ , tandis que celui de GSTK correspond à  $30 e^{-}$ , que l'on pourra négliger.

##### Bruit de transfert:

lors de la lecture d'un paquet de charges dans le CCD par n transferts successifs, l'existence d'une inefficacité de transfert  $\epsilon$  et la nature quantique du signal transféré introduisent un bruit du à l'incertitude  $(\epsilon.Q)^{1/2}$  sur la quantité de charge perdue par transfert. Cet effet intervient à l'"entrée" et à la "sortie" de chaque puits de potentiel et le bruit correspondant est :

$$\sigma_q = (2n\epsilon Q)^{1/2}$$

Le nombre moyen de transferts sur la mosaïque est de 256, ce qui correspond à un bruit moyen inférieur à 300 électrons (valeur max < 500 e<sup>-</sup>). Ce bruit est trop "faible" pour être comparé au bruit de signal à *même nombre d'électrons transporté*, et n'apparaît pas lorsqu'on réalise une image des bruits des pixels.

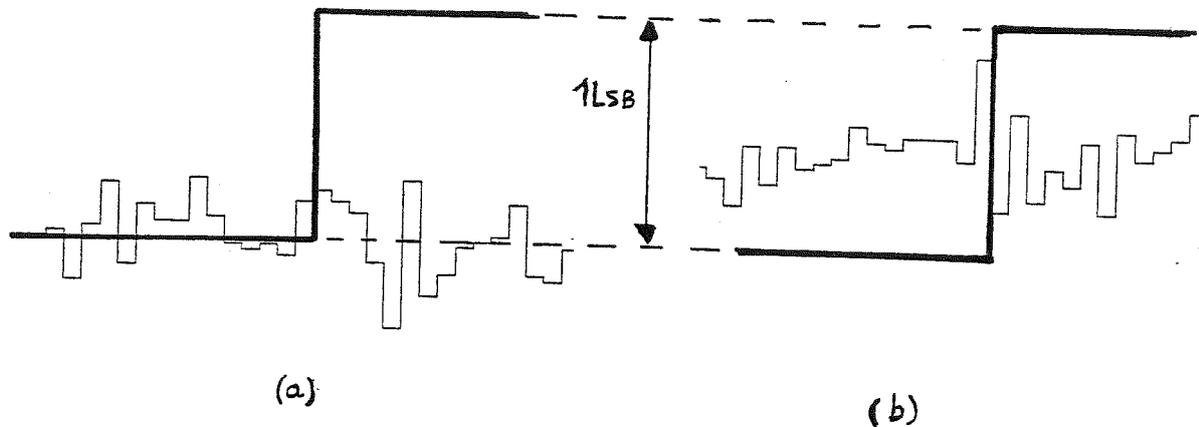
Bruit du suiveur de sortie: (intégré sur la puce);

Des mesures faites au LIR donnent pour cet ampli un bruit de 200 nV/Hz<sup>1/2</sup>. Pour Cs = 0.25 pF et une bande passante équivalente de bruit de l'ordre du MHz (cf. § III.V.4) on obtient un bruit de l'ordre de 300 électrons RMS.

Le bruit rajouté par l'électronique de lecture "chaude" (suiveur rajouté dans le cryostat) est négligeable.

Bruit de conversion numérique:

Son influence est difficile à estimer car elle dépend de la valeur du signal par rapport au niveaux de codage (figure IV.21), si le pas de celui-ci est trop grand. Dans le cas de notre caméra, la rapidité de lecture nous a jusqu'ici limité à des dispositifs 12 bits, correspondant à un pas de 1910 électrons (cf. IV.III).



- Figure IV.25 -

*Représentation d'un bruit de lecture dont le  $\sigma$  est inférieur à un demi-LSB. Sur la partie (a), où la valeur moyenne du signal "tombe" sur un niveau de codage, le bruit de lecture, estimé après conversion sera nettement plus faible que le bruit réel. Dans le cas (b), le bruit numérique sera nettement plus important.*

Si le codage du signal sur 12 bit semble suffisant pour échantillonner le bruit lors d'observations sous fort flux ( $\sigma \approx 2000$  électrons RMS, ce qui correspond à un codage du bruit crête à crête sur 4 → 5 bits), il est clair qu'on n'échantillonne pas correctement un bruit de lecture de 1000 électrons RMS avec un codage à 1910 électrons par LSB. Il est probable que l'adoption d'un convertisseur /16 bits améliorerait la sensibilité lors d'observations sous faible signal de fond de ciel.

Une approximation "raisonnable" consiste à prendre une valeur du bruit de codage égale à 1/2 Lsb, soit ici 950 électrons, pour estimer le bruit de conversion lorsqu'on souhaite en tenir compte.

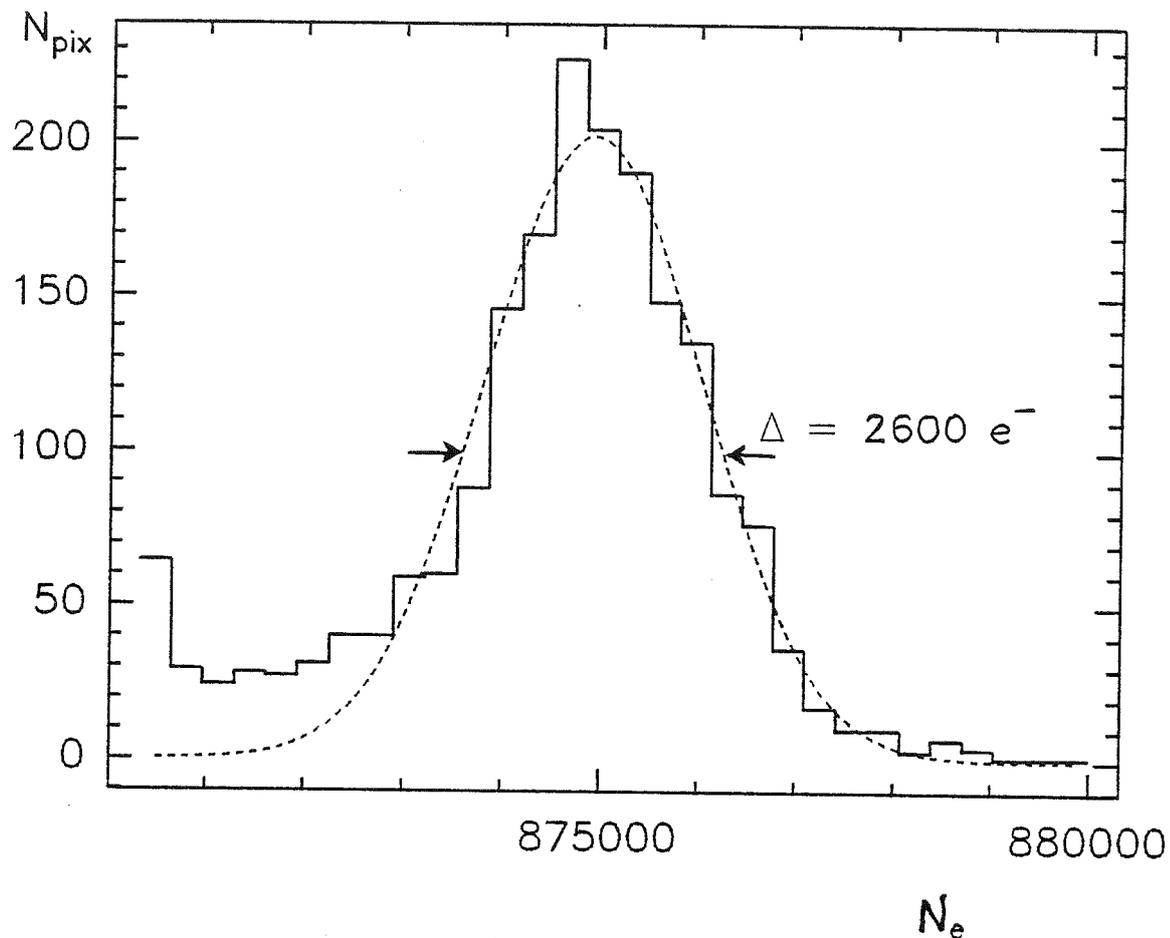
#### IV.IX.2 MESURE

Le bruit de lecture est celui que l'on mesure à faible signal transporté dans le CCD. De manière pratique, il est calculé par l'estimation du terme:

$$\sigma = 1/N^{1/2} \cdot [\sum_n (N_e - \langle N_e \rangle)^2]^{1/2}$$

calculé sur le déroulement d'une acquisition de n poses. Ce calcul peut porter sur le déroulement du signal d'un pixel "représentatif".

Une autre estimation du bruit à partir du déroulement de l'acquisition peut être faite en traçant l'histogramme des valeurs prises par le signal numérique. On vérifie ainsi que le bruit est Gaussien (ou ne l'est pas...) et on peut estimer la valeur de  $\sigma$  par la mesure de la largeur à mi-hauteur de cette distribution (= 1.18  $\sigma$ ).

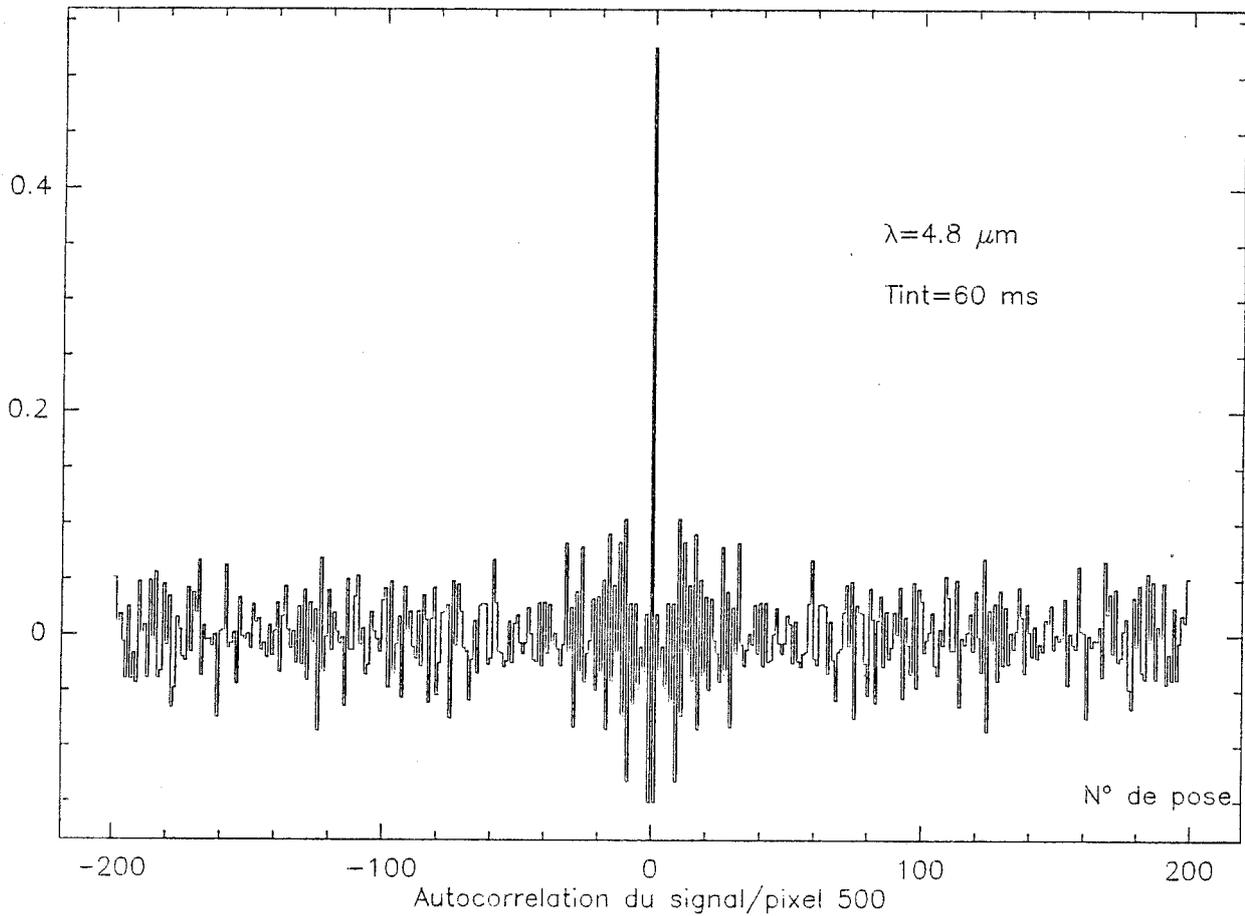


- Figure IV.26 -

Histogramme des valeurs prises par le signal correspondant au pixel numéro 500 au cours du temps. le signal est d'abord amplifié d'un facteur 10, afin de pouvoir négliger le bruit de conversion numérique. On ajuste ensuite une courbe de Gauss afin de mesurer la valeur de  $\sigma$ . Dans le cas ci-dessus,  $\sigma$  vaut:

$$\sigma = 2600 / (2 \times 1.18) \sim 1100 \text{ électrons.}$$

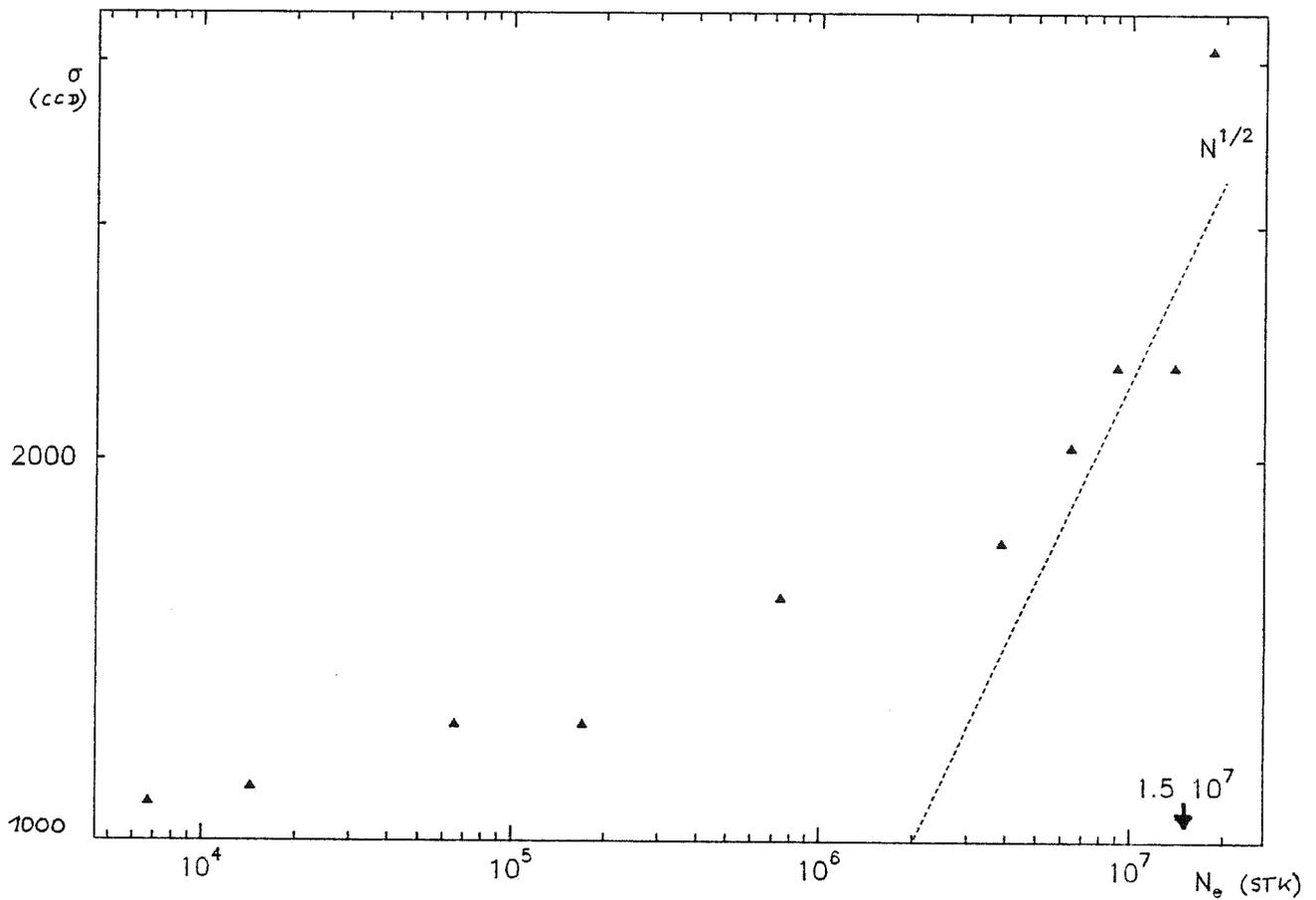
De même, on peut calculer l'autocorrélation du bruit sur le signal du même pixel (figure IV.27), dont la transformée de Fourier est la densité spectrale du bruit en question.



- Figure IV.27 -

*Fonction d'autocorrélation calculée sur les variations du signal du pixel numéro 500. La transformée de Fourier de cette fonction donne la densité spectrale du bruit du détecteur, qui est ici uniforme sur toutes les fréquences, c'est à dire blanche.*

Lors de la mesure de la courbe de réponse sous éclaircissement uniforme (§ IV.IV), on obtient une série d'images à signal moyen variable. On peut tracer la variation du bruit de lecture moyen sur l'étendue de la mosaïque en fonction du signal sous GSTK (figure IV.23).

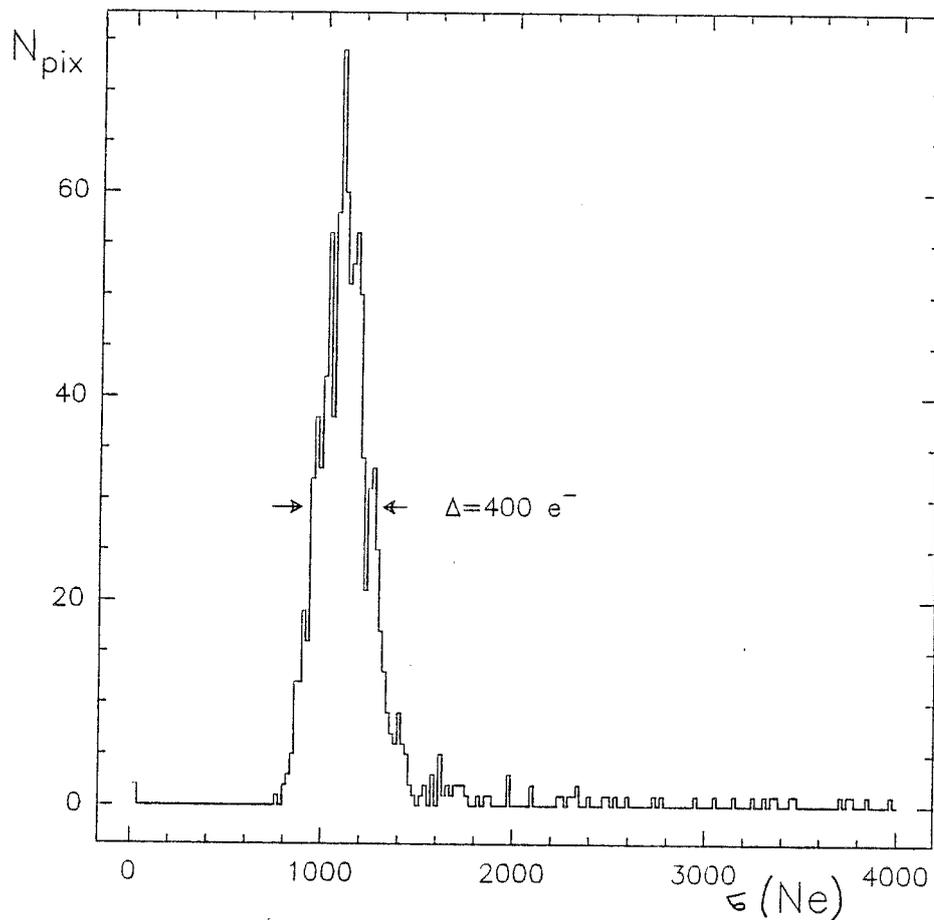


- Figure IV.28 -

Variation du bruit moyen sur la mosaïque en fonction du signal moyen. En abscisse: Nombre d'électrons détectés (sous GSTK). En ordonnée: Bruit de lecture en sortie (CCD). Lorsque  $N_e \rightarrow 0$ , le bruit tend vers le bruit de lecture du CCD. Ce bruit est proche de:

$$\sigma \approx 1000 \text{ électrons RMS.}$$

On a également tracé la droite correspondant à un bruit proportionnel à  $N_e^{1/2}$  (en pointillés). Lors d'observations sous fort flux de fond ( $N_e \approx 1.5 \cdot 10^7$  électrons), le bruit de lecture est dominé par le bruit de photon du fond, et vaut sensiblement 2000 à 2500 électrons.



- Figure IV.29 -

*Histogramme des bruits de lecture en sortie. Le bruit moyen vaut sensiblement 1100 électrons, avec une dispersion de l'ordre de 400 électrons à mi-hauteur.*

#### IV.X CALCUL DU NEP, INFLUENCE DE LA PARTITION,

Pour un nombre d'électrons détectés  $N_{STK}$ , avec un coefficient de partition  $p_a$  et un bruit de lecture  $B_L$ , le bruit ramené sous  $G_{STK}$  vaut:

$$B_{STK} = 1/p_a \cdot (B_L^2 + p_a^2 \cdot N_{STK})^{1/2}$$

#### IV.X.1 OBSERVATIONS LIMITEES PAR LE BRUIT DE SIGNAL

Le NEP n'est pas affecté par la partition dans la mesure où il est normalisé à une seconde de temps de pose: le bruit de photon du fond est divisé par  $1/p_a$  mais le temps d'intégration utilisable avec partition  $p_a$  est *proportionnel* à  $1/p_a$ ; si le bruit de signal domine, le NEP résultant n'est pas affecté (APPENDICE B).

On ne perd donc rien à pratiquer la partition  $1/p_a$  et, de plus, on ralentit la cadence de l'acquisition, ce qui est un avantage non négligeable par ailleurs.

##### La partition ne rajoute pas de bruit?

L'hypothèse de partition non bruyante est commode car elle sert à valider la discussion précédente sur le NEP. Son aspect "ad hoc" est atténué par le fait que *si elle rajoute du bruit*, celui-ci est de toute façon pris en compte dans le bruit de lecture mesuré. Comme ce dernier est déjà négligeable devant le bruit de signal (cf. SIV.IX.3), la discussion reste valable même si la partition rajoute du bruit.

#### IV.X.2 OBSERVATIONS LIMITEES PAR LE BRUIT DE LECTURE

Dans le calcul du NEP ramené à 1 seconde, le terme de partition  $p_a = 0.3$  introduit une perte de sensibilité d'un facteur 2. Comme les observations à faible signal sont faites avec partition unité (potentiel de GSTK=12 V <  $\Phi_{CCD}$ =14 V et  $Y_1=10$  V), cette perte n'est pas effective. Cependant, l'augmentation du bruit de lecture correspondant à la méthode de la recharge incomplète entraîne finalement une perte d'un facteur 1.5 du NEP.

### IV.X.3 DYNAMIQUE

La Dynamique D est le rapport de la capacité utilisable sur le bruit de lecture, c'est à dire le rapport signal sur bruit maximum. Pour des observations limitées par le bruit de signal (partition 0.3) D vaut:

$$D = 2200 (1.6 \cdot 10^7 \times 0.3 / 2200)$$

Pour les observations limitées par le bruit de lecture (partition 1), D vaut:

$$D = 4400 (1.6 \cdot 10^7 \times 0.3 / 1100)$$

### IV.X.4 LECTURE SANS PARTITION

Il semble que les dispositifs infrarouges actuellement disponibles effectuent tous la lecture du signal avec partition: facteur 0.5 pour le CID, facteur 0.3 pour l'IRCCD. Dans le cas de ce dernier, on peut se livrer à une rapide estimation des performances que donnerait le détecteur utilisé sans partition sous fort signal. Pour ce faire, on suppose que la capacité maximum, sans diminution du rendement quantique  $\eta_{\text{QN}}$ , est égale à celle utilisée actuellement, multipliée par le facteur 0.3. On obtient:

Bruit de signal:  $(1.6 \cdot 10^7 \times 0.3)^{1/2} \rightarrow 2200$  électrons.

Bruit en sortie:  $\approx 2400$  électrons.

(pour 1000 électrons de bruit de lecture ajoutés quadratiquement).

Rapport signal sur bruit  $\approx 2000$

Le résultat est du même ordre a priori, que dans le cas de la lecture avec partition 0.3 utilisé actuellement. Ceci est dû au fait que cette partition est supposée être effectuée sans

bruit et que, dans la mesure où la lecture est limitée par le bruit de photon, le résultat ne dépend pas du coefficient de partition (voir Appendice B).

#### IV.X.5 PERFORMANCES

On adopte une valeur de bruit RMS en lecture de 2000 électrons lors d'observations sous fort signal (partition 0.3,  $t_i$  limité par le fond) et de 1000 électrons lors d'observation sous faible flux (partition 1,  $t_i$  limité par la dispersion à 300 ms). La table IV.30 résume les valeurs des performances espérées.

Bande photométrique	Energie d'un photon (J)	$t_i$ max (sec)	$\eta_{eq}$	NEP ( $W/\sqrt{Hz}$ )	Magnitude limite	
					1 sec	1 heure
K (2.2 $\mu m$ )	$9.04 \cdot 10^{-20}$	0.3	0.10	$1.7 \cdot 10^{-15}$	13.5	18
L' (3.8 $\mu m$ )	$5.23 \cdot 10^{-20}$	0.3	0.20	$9.6 \cdot 10^{-16}$	12.5	17
M (4.8 $\mu m$ )	$4.14 \cdot 10^{-20}$	0.06	0.15	$2.3 \cdot 10^{-15}$	10	14.5

- Table IV.30 -

*Performances de l'IRCCD estimées d'après les mesures effectuées dans ce chapitre, et correspondant aux paramètres de l'optique présentés dans la table III.10 (Chapitre III), pour des conditions d'observation telles que celles rencontrées au foyer du télescope de 2 m de diamètre de l'OHP.*

#### IV.X.6 CONCLUSION

La grande capacité d'intégration de l'IRCCD le rend bien adapté à l'imagerie à 3.8 et 4.8  $\mu\text{m}$  au sol. Les performances calculées ci-dessus sont estimées pour un certain type de télescope. On peut également se livrer à une estimation des performances attendues sur un meilleur site que celui du T193 à l'OHP.

La table IV.31 résume les performances attendues au foyer d'un télescope de 4 m de diamètre, dans un site où l'émissivité moyenne est 5 fois moins forte que celle que nous avons rencontrée à l'OHP et qui nous a limité à 300 ms et 60 ms respectivement en L' et en M. La limitation imposée par le courant d'obscurité existant toujours, le temps d'intégration est alors le *même* pour les trois longueurs d'ondes, soit 300 ms. L'observation est alors limitée par le bruit de lecture dans les bandes K et L'.

Bande	Magnitude limite	
	1 sec	1 heure
K	15	19.5
L'	15	19.5
M	12.5	17

- Table IV.31 -

*Valeurs estimées des magnitudes limites attendues sur un grand télescope dans les conditions précisées précédemment.*

## IV.XI ETUDE DE LA DIAPHONIE

### IV.XI.1 INEFFICACITE DE TRANSFERT

Le CCD utilisé comme circuit de lecture est un dispositif à canal de surface, c'est à dire que les charges transférées sont localisées à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>. Lors d'un transfert de charges, les électrons passent d'une électrode à l'autre avec une certaine constante de temps  $\tau_{TR}$ .

$\tau_{TR}$  dépend de plusieurs paramètres qui sont, dans le cas qui nous concerne ici (Dereniak et Crowe, 1984, Berger et al., 1980):

- \*-la quantité de charge transférée (transfert par diffusion due à la répulsion mutuelle)

- \*-la température, qui intervient au niveau de l'agitation thermique des charges transférées (étalement du paquet de charges), et qui joue également sur la conductivité du Silicium.

- \*-La répartition des états énergétiques "pièges" de surface dans lesquels des électrons sont retenus, puis libérés au bout d'un intervalle de temps difficile à estimer.

Pour quantifier le phénomène, on considère que le transfert d'un paquet de charge  $Q$  se fait avec un certain taux de pertes  $\epsilon$ . Lors du "transfert",  $(1-\epsilon)Q$  est effectivement transférée, tandis que  $\epsilon.Q$  reste "en arrière" et participe au signal "du pixel suivant".

De la discussion précédente, il ressort que  $\epsilon$  dépend a priori de la fréquence de transfert, du nombre de charges transférées, de la température du circuit CCD et présente un effet de seuil.

Le circuit de lecture utilisé devant fonctionner à des températures nettement inférieures à celles habituellement rencontrées avec les CCD visibles, ainsi qu'avec une fréquence de transfert nettement supérieure, nous avons cherché à préciser la valeur de  $\epsilon$  dans divers cas de fonctionnement pour

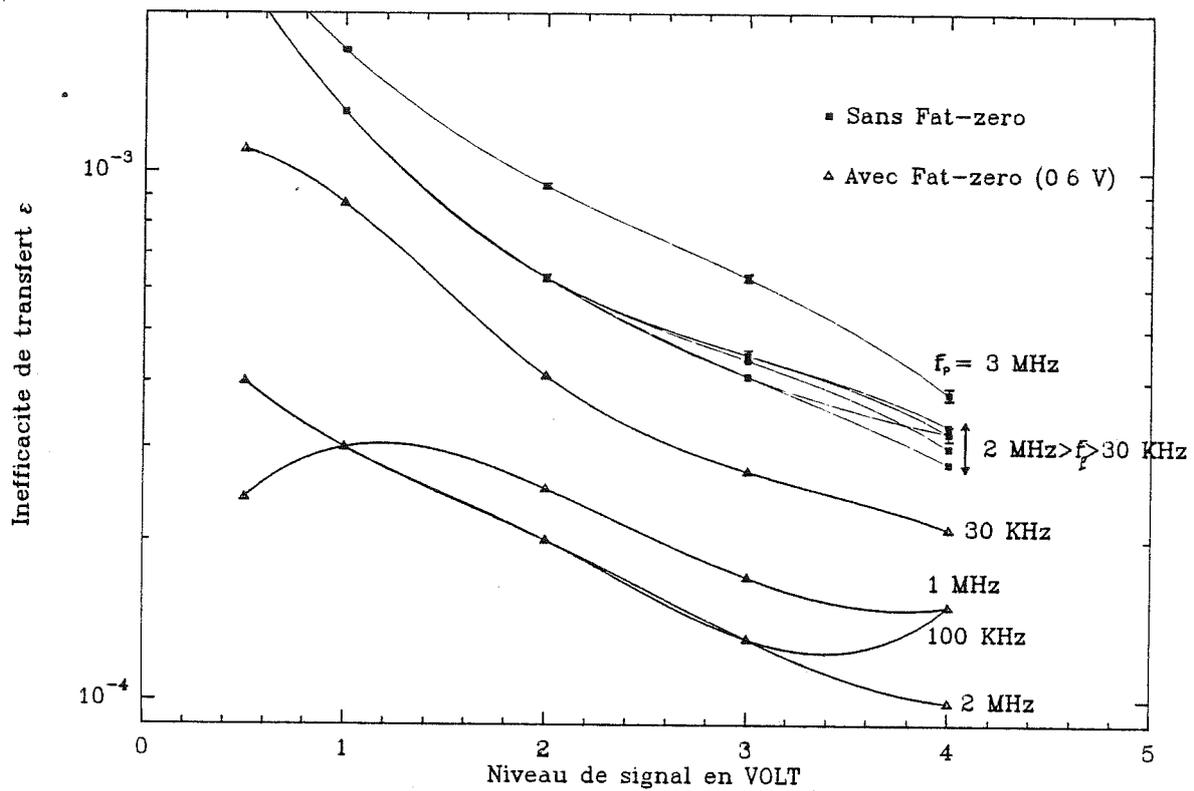
en évaluer l'influence sur la mesure.

#### IV.XI.2 MESURES

Pour mesurer  $\varepsilon$ , on utilise la possibilité d'injecter des charges dans le registre série de l'IRCCD (Injection Fill and Spill) par action sur la phase d'injection série (cf. § IV.III). On injecte ainsi quelques "bits" de charges (4 ou 5) dans le CCD série. Si  $V$ , mesuré en sortie, correspond à la charge théorique injectée (atteinte dans les bits suivants, dès le 2 ou 3<sup>ième</sup>), et  $\Delta V$  l'écart à cette charge limite (manquant principalement dans le premier bit), on a:

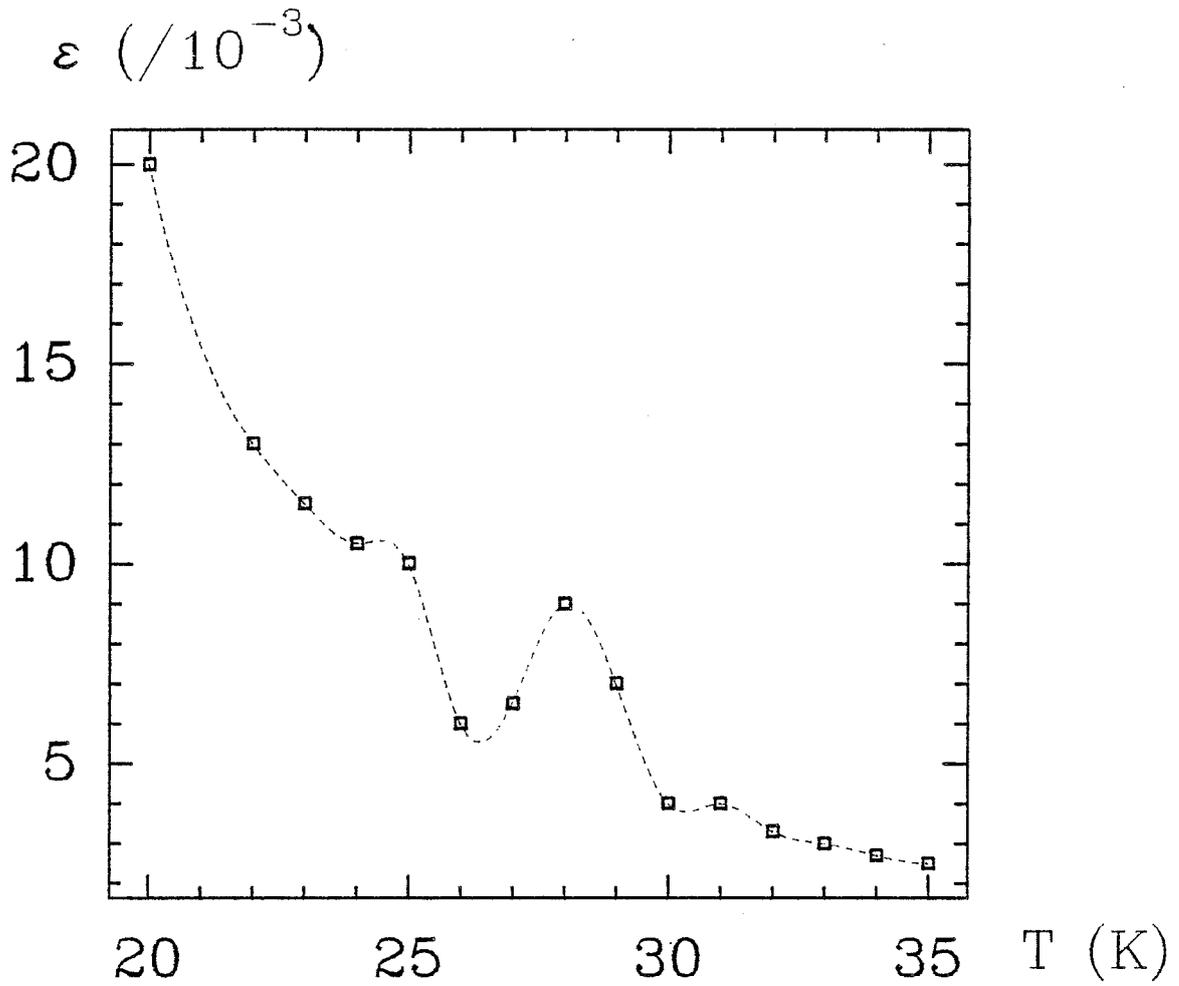
$$(1-\varepsilon)^N = (V - \Delta V)/V.$$

$\varepsilon$  a été mesurée en fonction de ses principaux paramètres, qui sont  $Q$ ,  $T$  (dans un cryostat régulé en température, au LIR) et  $F_p$ . Les résultats sont donnés dans les figures IV.32 et IV.33.



- Figure IV.32 -

Variation de l'inefficacité de transfert  $\epsilon$  en fonction de la charge transportée dans le CCD et de la fréquence  $F_p$  (voir § III.VI.2): carrés noirs. Lorsqu'on utilise l'entrée électrique pour injecter un fond de charge constant (fat-zéro),  $\epsilon$  diminue (triangles).



- Figure IV.33 -

*Variation de  $\varepsilon$  avec la température. Ces mesures ont été faites au LIR pendant l'année 83/84, à l'aide d'un cryostat à température réglée.*

En conclusion:

Le CCD devient inutilisable à très basse température ( $< 30$  K). La principale cause doit en être la diminution de la conductivité du Silicium avec la température. Par contre, lors de l'utilisation à 77 K, le transfert reste satisfaisant, et en tout cas, limité par d'autres paramètres.

La fréquence intervient mais n'est pas un paramètre très sensible de l'efficacité du transfert. Le choix de  $F_p = 1$  MHz

est donc justifié a posteriori.

La quantité fixe de charge retenue lors du transfert est importante, de l'ordre de 10 % de la capacité du CCD (0.5 V). Cet effet de seuil est très ennuyeux dans le contexte du fonctionnement de l'IRCCD sous faible flux (observations à 2.2  $\mu\text{m}$ ), en raison de l'impossibilité où l'on se trouve d'augmenter le temps d'intégration autant qu'on le souhaite (cf. IV.VIII.5). Cet effet de seuil est à rapprocher de celui rencontré sous GSTK, et correspond à la même répartition de pièges d'interfaces (cf § IV.IV.1.b).

Cependant, lors d'observations à faible flux les charges procurées par la recharge incomplète sont transférées dans le circuit de lecture et contribuent à gommer cet effet de seuil. De plus la lecture avec utilisation du bit mort (addition des charges dans la grille Cs de sortie) diminue encore l'effet de  $\epsilon$ .

Pendant les observations, un éventuel effet de transfert peut être repéré sur une image de source ponctuelle, lors des mesures de calibration sur des étoiles standard. Nous n'avons pas noté d'effet suffisamment important pour qu'il soit nécessaire, au premier ordre, de le corriger.

De manière générale, dans les CCD à canal de surface, l'inefficacité de transfert (entre 1 et 2  $10^{-4}$  par grille), est plus importante que dans les CCD à canal enterré, utilisés dans le visible, où sa valeur est inférieure à  $10^{-5}$  (Mellier et al., 1986). Cet état de fait n'est pas gênant dans cette première phase d'exploitation d'une mosaïque infrarouge de petit format, mais on peut essayer de préciser les choses:

L'inefficacité de transfert introduit une diaphonie "unidirectionnelle" de 0.1 % par pixel et par transfert (numéro de pixel sur la mosaïque), soit *en moyenne*, une intermodulation de 2 à 3 % pour toute l'image (on peut en effet penser que l'utilisation du signal du *bit mort* réduit encore l'effet de  $\epsilon$ ). Du fait du choix d'échantillonner l'image à  $2.u_0$  (cf. § I.VIII.5), cet effet de traînée n'est discernable qu'à partir du *deuxième* voisin, ce qui donne une

limite sur la valeur du rapport signal sur bruit correspondant, égale à 2000. Au dessus de cette limite, on peut penser que la source est suffisamment bien connue pour que l'effet de  $\epsilon$  puisse être corrigé au premier ordre. La seule source que nous ayons observé jusqu'à présent et à laquelle cette correction pourrait s'appliquer, est l'objet de Becklin et Neugebauer (BN) mais ceci n'a pas été fait pour le moment.

#### IV.XII CONCLUSION

L'IRCCD se révèle être un dispositif très intéressant pour l'imagerie infrarouge en astronomie dans la mesure où sa forte capacité et son bruit de lecture relativement bas le rendent bien adapté à l'observation au sol. Il présente une assez forte dispersion de ses caractéristiques (Iobs en particulier) mais ceci est probablement un défaut de jeunesse. Son facteur de remplissage est moyen mais il semble que de nouvelles mosaïques soient disponibles avec un coefficient de remplissage égal à 70 %.

De manière générale, il semble que les facteurs de remplissage des imageurs infrarouge actuellement disponibles pour l'astronomie soient maintenant supérieurs à 70 % (Forrest et al., 1985; Orias et al., 1986), ce qui rendra peut-être inutile l'emploi des micro-lentilles (quel est le "facteur de remplissage" des mosaïques de micro-lentilles ?).

Dans la mesure où l'échantillonnage du plan focal est correctement réalisé, le passage d'un facteur de remplissage de 70 % à 100 % fera gagner un facteur 2 sur le temps d'observation nécessaire à l'obtention d'un rapport signal sur bruit donné. On voit que ce gain là est moins *urgent* à obtenir que celui qui sera fourni par de plus grands formats de détecteurs, ou par la recherche de procédures permettant d'obtenir un meilleur rendement d'acquisition sur télescope.

Enfin, on peut reprocher à l'IRCCD sa linéarité approximative, mais elle ne devient vraiment gênante que lorsqu'il s'agit de calibrer des observations avec des étoiles "standard" trop

brillantes. Il sera nécessaire, lors des premières observations, de procéder à des calibrations sur des objets peut être moins *standards* mais également moins brillants, afin de pour pouvoir être observés dans des conditions analogues à celles de la source faible.

## CHAPITRE 5

### MESURES ET CALIBRATIONS SUR TELESCOPE

#### V.I INTRODUCTION

La caméra IRCCD a déjà fonctionné au cours de quatre missions au foyer Cassegrain du télescope de 193 cm de l'Observatoire de Haute Provence (T193). Les résultats de mesure présentés dans ce chapitre concernent essentiellement l'analyse comparative de deux missions d'observations, en Octobre 1985 et Octobre 1986. Les deux autres tentatives d'observation se sont soldées par des échecs, l'une en Janvier 1986 pour des raisons techniques concernant la fiabilité de l'ensemble de l'électronique de lecture et l'autre en Juin 1986, pour des raisons météorologiques.

L'ensemble de l'optique de reprise a été conçu pour s'adapter au T193, d'ouverture f/15 et de focale équivalente égale à 30 m. La première version comporte un simple miroir de renvoi et a été utilisée en 1985; Elle impose que la mesure de la référence ( $\Phi_c$ ,  $\Phi_p$ , etc...) soit faite par dépointage du télescope.

La deuxième version comporte un modulateur et permet de choisir entre la prise de référence "rapide" (modulateur en

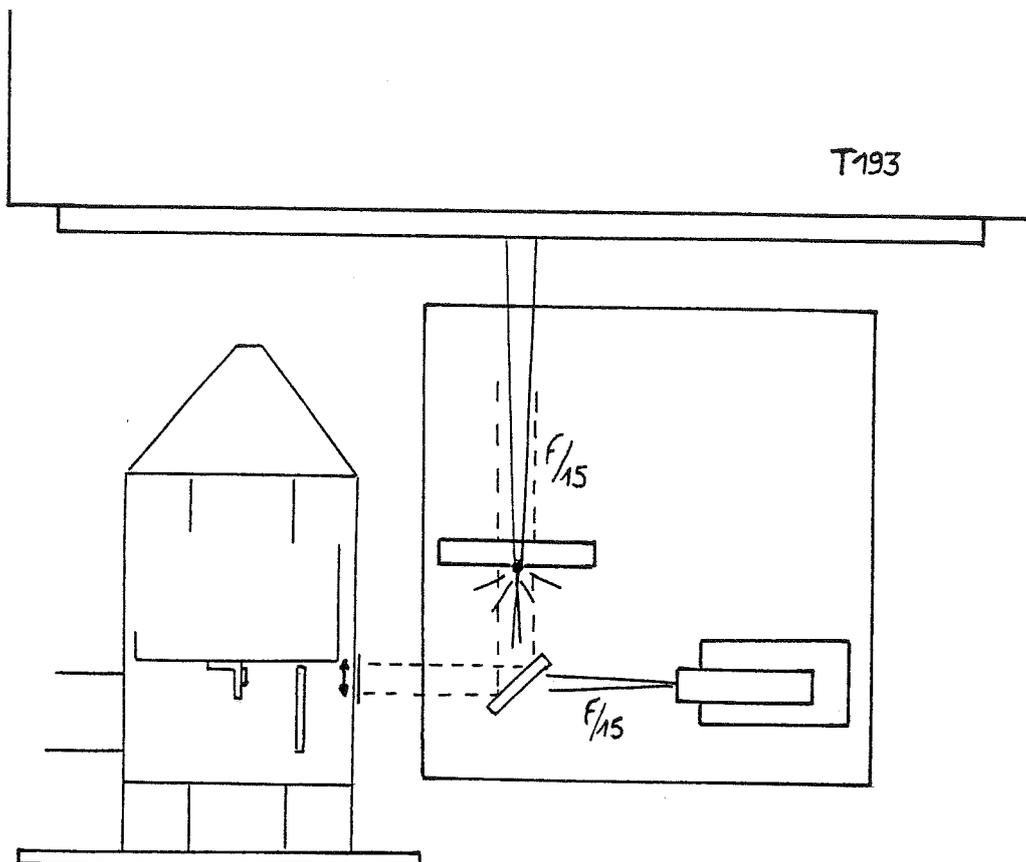
action) et "lente", par dépointage du télescope, modulateur stoppé. Le développement de ces 2 versions de l'optique de la caméra a suivi celui du programme d'acquisition utilisé dans le module de prétraitement TMS. Dans le premier cas (miroir plan), le TMS fonctionne constamment en mode E (ou F, ce qui est ici équivalent) et dans le deuxième, l'observateur peut utiliser le mode D, associé au fonctionnement du modulateur (cf. III.XIV.2).

On trouvera dans ce chapitre une présentation du montage optique sur le T193 dans les deux versions successives de la caméra, et des procédures observationnelles qui s'y rattachent. Diverses mesures qui ne sont pas encore des *résultats astrophysiques* y sont également présentés, qui concernent surtout les calibrations indispensables sur télescope et une étude comparée des différents modes de compensation du fond de ciel.

## V.II REPRISE DIRECTE PAR MIROIR PLAN

### V.II.1 DESCRIPTION

Le schéma du montage correspondant est indiqué sur la figure V.1. Le miroir plan incliné à  $45^\circ$ , est situé sur l'axe optique du télescope et coude le faisceau de manière à ce que le foyer du télescope se reforme quelques 10 cm devant la fenêtre du cryostat, c'est à dire  $3.f_L$  devant la lentille froide (cf. III.XII). La pupille d'entrée du télescope (c'est à dire son image dans le miroir secondaire) est pratiquement située à l'infini, si bien que son image est reformée sur le diaphragme froid.



- Figure V.1 -

Schéma du bâti d'accrochage de la première version de caméra. L'électronique de lecture est située dans un module fixé au bâti, de manière à limiter les longueurs des connexions électriques. L'ensemble est isolé électriquement du télescope et une paroi réfléchissante est installée entre l'électronique (chaude) et le montage optique. Celui-ci est réalisé sur une plaque dans laquelle sont percés de nombreux trous filetés, ce qui permet d'y adapter des éléments différents lorsque l'on souhaite le modifier.

## V.II.2 ALIGNEMENT ET REGLAGE

L'alignement est réalisé de jour, en utilisant une lunette de visée orientable ainsi qu'une source auxiliaire d'ouverture identique à celle du télescope. La lunette est montée sur un support, en lieu et place du cryostat de telle sorte que le centre de sa pupille d'entrée soit situé à la hauteur du détecteur. En visant la source auxiliaire, puis le secondaire du télescope, on aligne, *via la lunette*, le télescope et la source f/15, en réglant l'orientation du miroir plan. Le cryostat est ensuite placé sur son support et l'optique froide est alignée avec le faisceau de la source auxiliaire.

Un premier réglage de la focalisation peut être fait en plaçant une source ponctuelle (de grande ouverture) à l'emplacement du foyer "théorique" du T193, et en réglant le cryostat en translation sur son support. Au début de la nuit on ajuste le foyer du télescope par la méthode de Foucault sur une étoile brillante, à l'aide d'une lunette de Foucaultage qu'on fixe au niveau de la position "théorique" déterminée précédemment (la position du foyer du T193 est ajustable par action sur son miroir secondaire).

La position de la pupille froide est également pré réglable de jour, en utilisant encore la source f/15 et en optimisant le signal sur un pixel donné (pour éviter les effets de dispersion de réponse sur l'étendue de la mosaïque); ce réglage est rendu possible par les deux rotations du cryostat sur son berceau.

On peut ensuite vérifier que ce signal reste constant sur l'étendue de la mosaïque (à la fameuse dispersion près) lorsqu'on déplace la source artificielle sur son support. Le réglage du foyer et de la pupille froide sont évidemment repris en début de nuit sur une étoile brillante.

### V.II.3 IMPORTANCE DE LA POSITION PUPILLAIRE

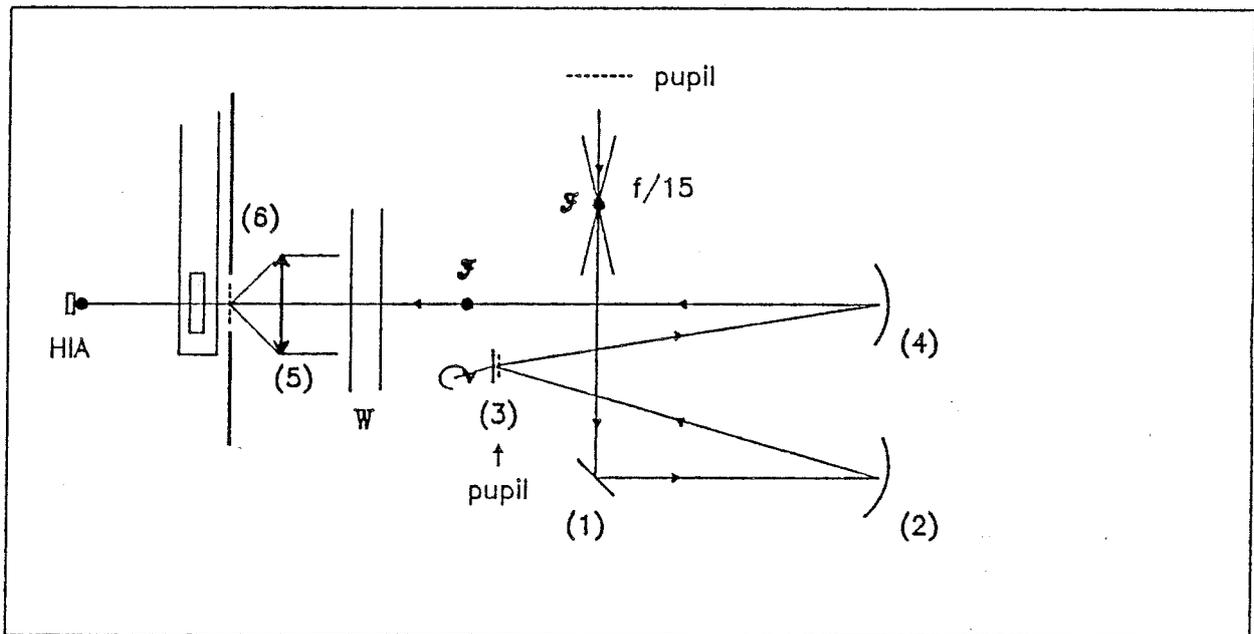
Nous avons pu la vérifier par comparaison entre deux missions d'observation consécutives. En effet, lors de la première mission, le diamètre de l'image du primaire au foyer de la lentille froide avait été surestimé et le diaphragme froid faisait 3 mm de diamètre, alors que le diamètre de l'image de la pupille  $D_{pup}$  vaut  $\approx 2.33$  mm. Le diaphragme a donc été modifié (nouveau diamètre  $\phi = 2$  mm) et le temps d'intégration accessible à niveau de saturation égal, fut multiplié par trois à 3.8 et 4.8  $\mu m$ , alors que la différence de surface n'est que de 55 %.

La principale différence du signal de fond lors du passage de  $D_{pup}$  à  $D_{pup}'$  provient de l'émission thermique des bords du miroir primaire qui est nettement supérieure à celle du fond de ciel ( $\phi_p \gg \phi_c$ ). Il vaut mieux sacrifier quelques % de surface de miroir pour gagner un ordre de grandeur sur le temps d'intégration accessible, comme on peut le vérifier sur l'expression du NEP (§ I.VII.5).

### V.III MONTAGE AVEC MODULATEUR.

#### V.III.1 DESCRIPTION

Le schéma du deuxième montage optique est décrit sur la figure V.2. Les problèmes de réglage restent identiques dans leur principe. Le montage comporte deux miroirs sphériques supplémentaires destinés à reformer une image pupillaire intermédiaire sur le miroir plan du modulateur dont le basculement d'une position "on" à une position "off" est alors équivalent à un dépointage du télescope.



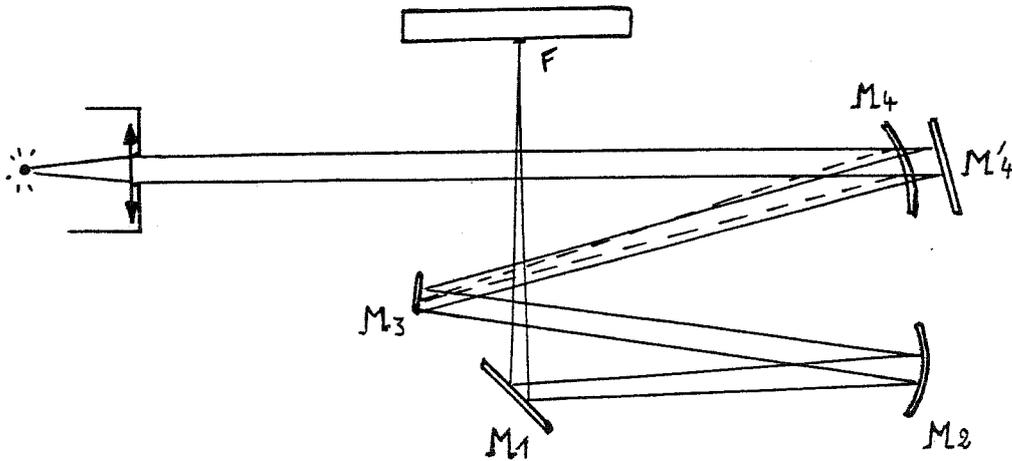
- Figure V.2 -

*Schéma du montage optique avec modulateur (d'après Monin et al., 1987). Le bâti d'accrochage est identique à celui de la figure V.1, les éléments du nouveau montage sont fixés sur la même plaque.*

Le miroir (M1) coude le faisceau de manière à placer le foyer du télescope (F) au foyer du miroir sphérique (M2); celui ci reforme l'image de la pupille sur le modulateur (M3), placé au foyer du second miroir sphérique (M4). La paire de miroirs (M2) - (M4) reforme ainsi l'image du foyer (F) en (F'), quelques cm devant la fenêtre du cryostat (W) (3.F<sub>L</sub>) et l'image de la pupille à l'infini (cf. § V.II.1).

### V.III.2 ALIGNEMENT ET REGLAGE

La nouvelle procédure utilise encore la lunette de visée L mais cette fois-ci, comme lunette d'alignement et comme source auxiliaire (figure V.3): en plaçant une source ponctuelle au foyer de L, on obtient un faisceau parallèle (tracé en traits pleins), qui permet d'aligner tous les miroirs du montage. Il permet également de régler la conjugaison des foyers F et F' en remplaçant M4 par un miroir plan. On peut également placer M3 au foyer de M2, puis, en reculant celui-ci de quelques mm, assurer que l'image de la pupille (qui ne se trouve pas vraiment à l'infini) est bien reformée par M2 sur M3.

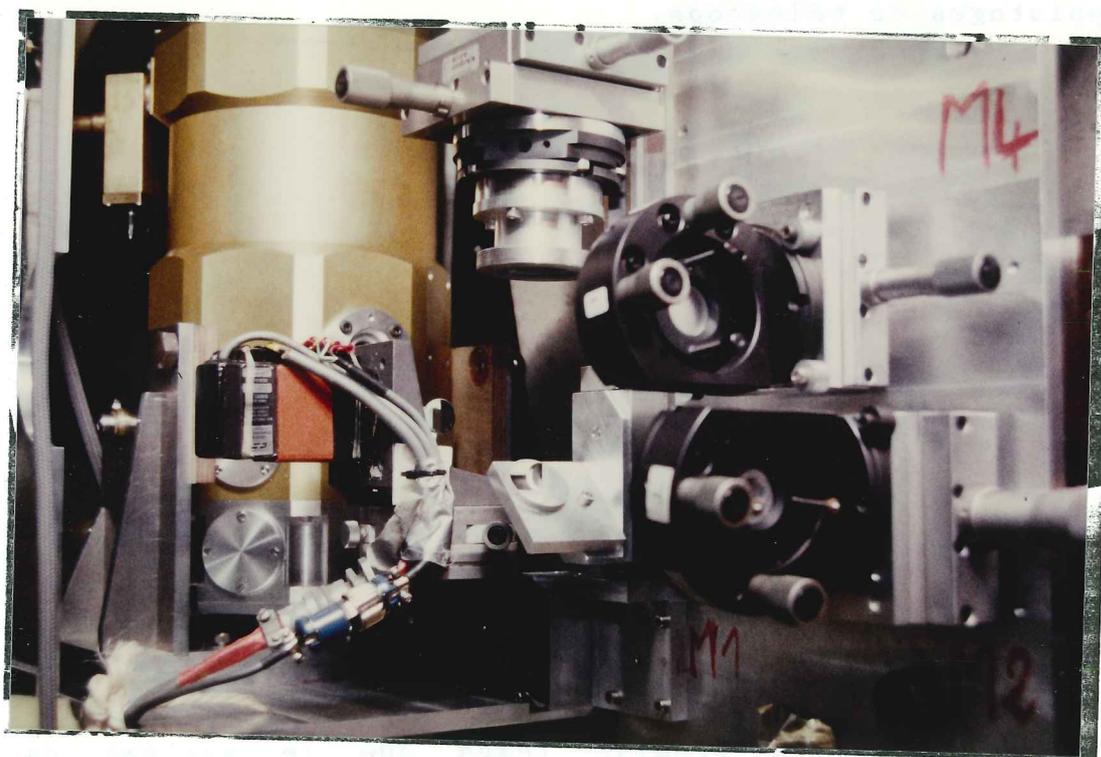
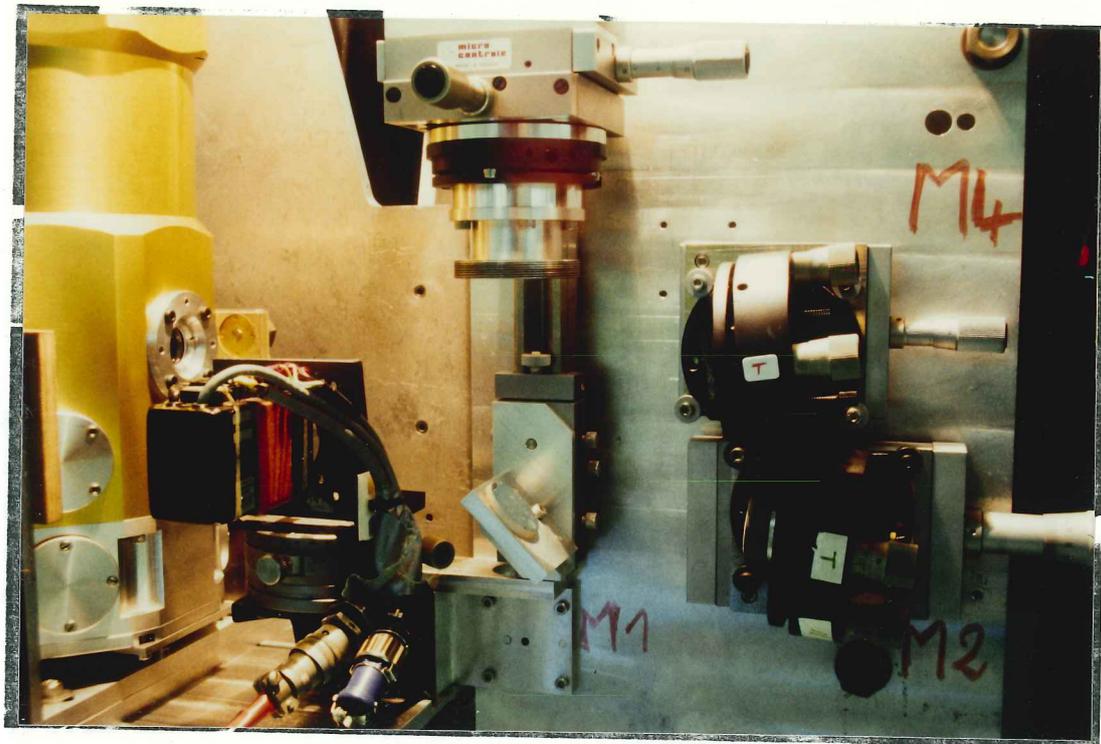


- Figure V.3 -

*Utilisation de la lunette de réglage avec une source lumineuse afin d'aligner le montage optique (voir texte).*

La suite du réglage est identique à celui de la première version, la position de la pupille étant réglée à partir de la source ponctuelle placée au foyer du T193, en limitant son ouverture à f/15 par un diaphragme placé sur M3.

Le réglage du modulateur est fait en centrant dans un premier temps le faisceau "ON" sur M2, puis en décalant M3 d'une demi-amplitude de modulation, de manière à ce que les faisceaux ON et OFF soient *aussi excentrés* l'un que l'autre (voir V.V.3).



- Figure V.4 -

Le montage optique complet avec le système de modulation. Sur la photographie du haut, on distingue les miroirs (ou leur support micro-contrôle) M1, M2 et M4, ainsi que la pièce où se fixe la lunette de focaultage pour le réglage du foyer. Sur la photographie du bas, on distingue le miroir de modulation M3, placé sur l'axe du moteur asservi.

## V.IV MODE OPERATOIRE ET CALIBRATIONS

### V.IV.1 INTRODUCTION

L'entraînement du T193, qui date des années 1950, a été récemment modernisé. Le pointage s'effectue toujours "aux cadrans", avec une précision approximative de 3', mais l'opérateur dispose maintenant d'une possibilité de pointage différentiel commandé par microprocesseur, d'une amplitude maximum sensiblement égale à un demi-degré d'arc sur le ciel. Ce microprocesseur peut dialoguer avec l'ordinateur d'acquisition, ce qui permet d'orchestrer celle-ci autour d'une alternance de basculements du miroir de modulation et de dépointages du télescope.

Le système de suivi automatique dérivé de celui de l'ESO, sera probablement installé courant 1987.

Le pointage d'une source infrarouge se fait par reréage, sur l'écran de la caméra de bonnette, du champ stellaire environnant. Si la source ne présente pas de contrepartie visible et/ou est trop faible pour être aperçue sur la visualisation temps réel, il est nécessaire d'effectuer le pointage par offset sur le ciel, à partir d'une étoile (relativement brillante) de position connue.

### V.IV.2 ECHELLE FOCALE

On vérifie dans un premier temps que le système de pointage différentiel est précis à une seconde d'arc près sur plusieurs centaines, par aller-retour entre deux étoiles de positions connues.

Par utilisation conjointe de la caméra de bonnette et de la caméra infrarouge, on conjugue les deux images sur une étoile brillante dans le visible et dans l'infrarouge proche, dans les directions  $x$  ( $\alpha$ ),  $y$  ( $\delta$ ) et  $z$  (focalisation). Ceci permet de repérer le champ de la mosaïque sur l'écran de la bonnette et de vérifier à tout

instant, quelle est la zone du ciel observée par l'IRCCD. On peut en profiter pour calibrer l'échelle focale à l'aide du pointage différentiel (ce dernier point est surtout important dans le cas de l'observation par permutation de faisceaux, voir § V.VI.2).

On peut utiliser la bonnette pour corriger au premier ordre la défocalisation induite en cours de nuit par les déplacements du miroir secondaire (dilatation thermique ou différence de direction pointée). Cette focalisation est par ailleurs vérifiée lors de chaque mesure de calibration sur une étoile standard.

Dans la mesure où toutes les sources observées jusqu'ici ont d'abord été repérées par reconnaissance du champ, et puisque le T193 ne pointe pas en absolu, nous n'avons pas déterminé leur position *absolue*; celles-ci seront déterminées par identification avec des positions déjà mesurées par d'autres auteurs, sur les objets où le signal sur bruit est suffisant (exemple BN, point chaud de Cep-A, etc... Voir Chapitre VI). Par contre, ce que permet un multidétecteur, c'est la détermination de la position *relative* d'un objet dans le champ par rapport à un autre, plus brillant (exemple: IRC2/BN, sources à 4.8  $\mu\text{m}$  dans Cep-A/point chaud à 3.8  $\mu\text{m}$ , etc...).

La précision de la détermination de cette position dépend de celle avec laquelle l'échelle focale a été mesurée. Dans notre cas, cette précision est évaluée à quelques %.

Lors de la campagne d'octobre 85, l'observation de l'amas de sources infrarouges autour de l'objet de Becklin et Neugebauer (BN) nous a permis de mesurer l'échelle focale de l'instrument par comparaison avec les données (à 3.8  $\mu\text{m}$ ) de Wynn-Williams et al, 1983. La table V.5 résume les termes de cette comparaison.

	Mesure	Champ par pixel	Champ total
10/85	BN (1)	0.99"	31".5
10/86	dépoint. téléscope	0.88"	28".2
	BN(1)	0.90"	28".8

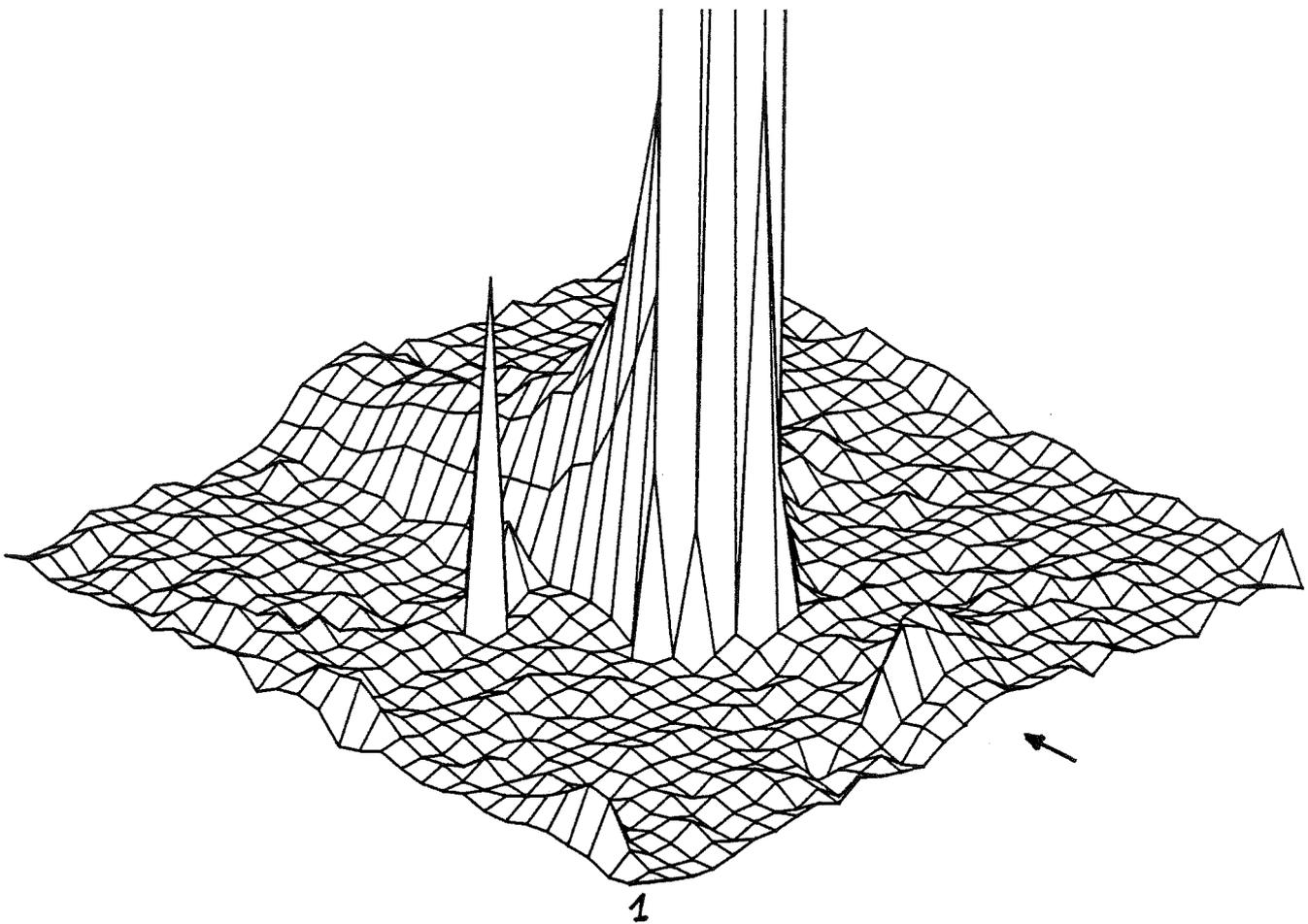
(1) Wynn-Williams et al., 1983

- Table V.5 -

*Valeurs des échelles focales correspondant aux deux montages optiques précédemment décrits.*

#### V.IV.3 ETUDE DE LA DIAPHONIE

La diaphonie provient essentiellement de l'inefficacité de transfert, et apparaît lorsque le niveau de signal moyen dans l'image est insuffisant pour procurer le *fat-zero* nécessaire au transfert correct. Cet effet de l'inefficacité de transfert est évident sur l'image de l'étoile  $\mu$  Cep, observée à 2.2  $\mu\text{m}$  (figure V.6).

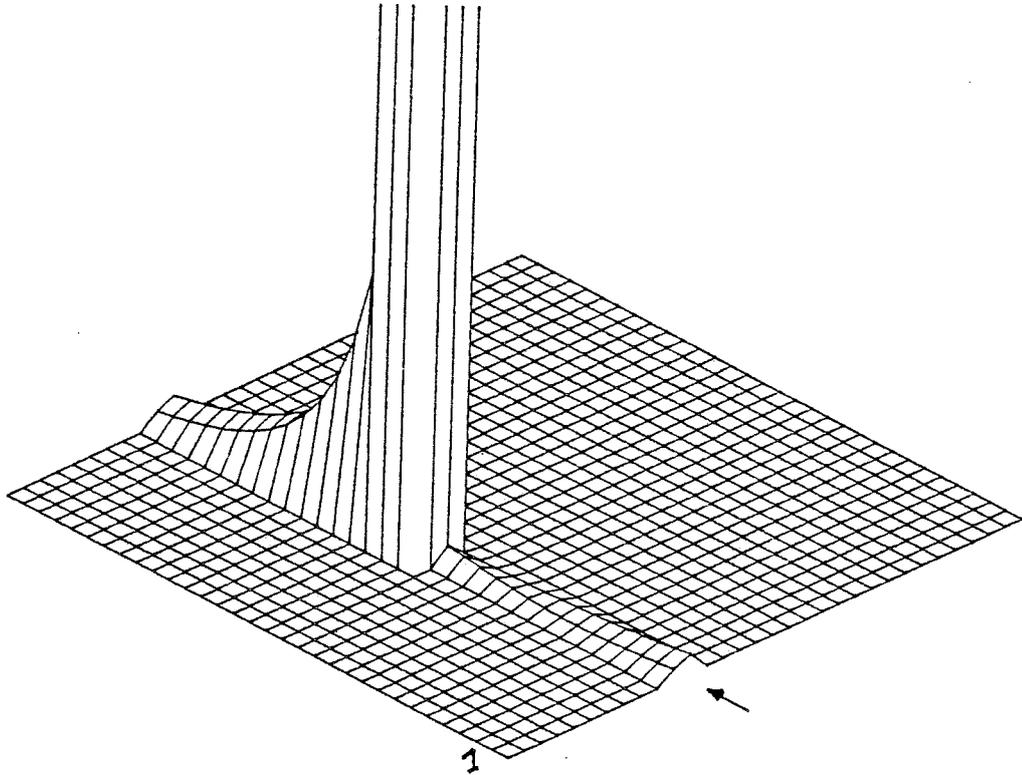


- Figure V.6 -

*Image en perspective de l'étoile  $\mu$  Cep observée à  $2.2 \mu\text{m}$ . L'inefficacité de transfert fait apparaître une "queue" de signal principalement orientée dans le sens des lignes du CCD, ainsi qu'une "pointe" de signal (flèche) apparemment disposé devant l'étoile: l'inefficacité de transfert est plus forte dans le registre série, qui travaille à plus haute fréquence, que dans les registres parallèles.*

Si on essaye de modéliser l'inefficacité de transfert en étudiant la lecture numérique d'une "image" correspondant à une matrice de  $32 \times 32$  nombres, "lue" avec une inefficacité de transfert ajustable, il est possible de retrouver un effet équivalent à l'image de la figure V.6 en introduisant un effet de seuil sur  $s$ , c'est à dire en interdisant le transfert des charges si le signal n'atteint pas une valeur suffisante (figure V.7). Cet effet de seuil sur le transfert provient probablement d'irrégularités de surface ("poches" de potentiel) au niveau des électrodes des grilles

du CCD, dues au procédé de fabrication.



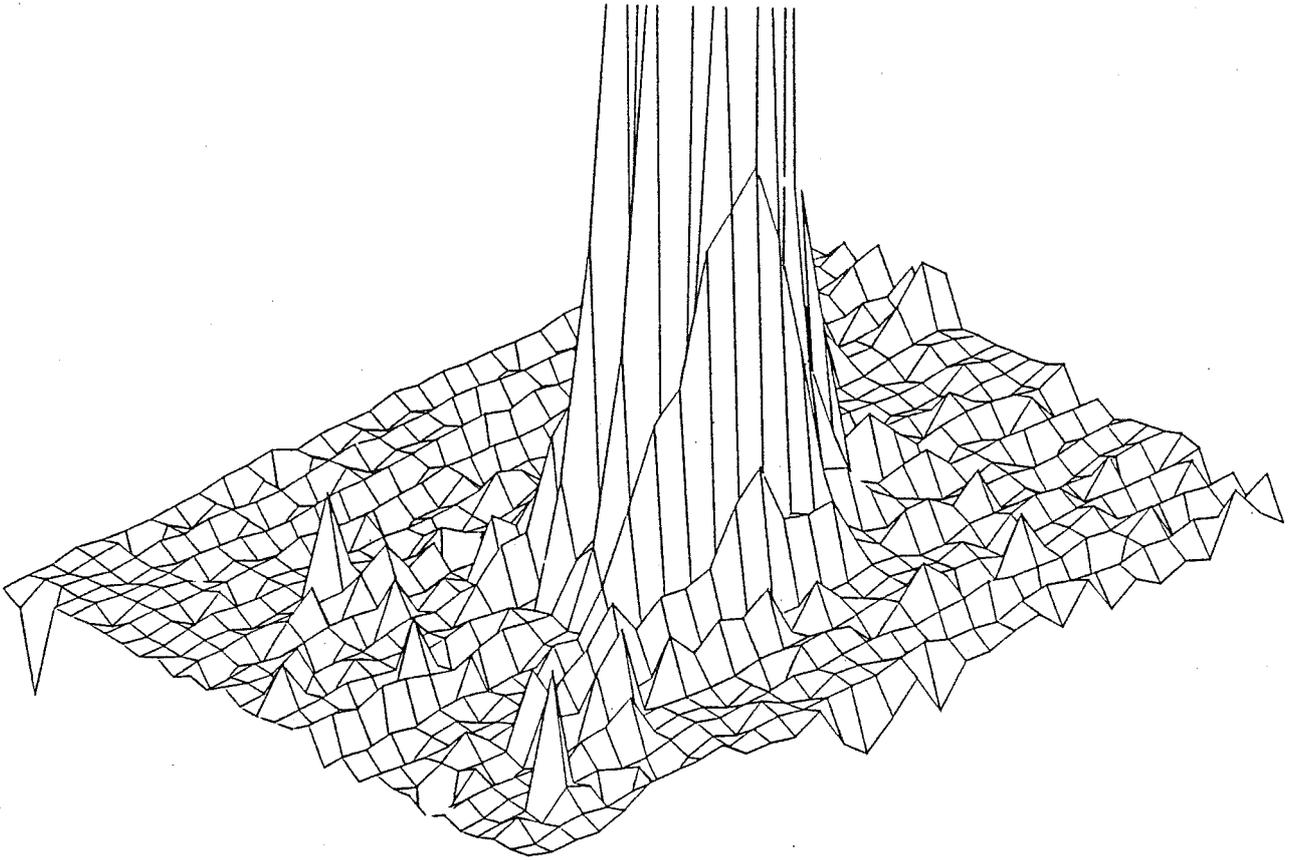
- Figure V.7 -

*Image synthétique obtenue à partir d'un pixel "plein", "transféré" de proche en proche par un calcul utilisant la relation:*

$$X(n) = \varepsilon(X).X(n) + (1-\varepsilon(X)).X(n+1)$$

*où  $\varepsilon$  est ajustable, et  $X(n)$  représente le signal du pixel (n). Le phénomène de pointe est reproduit en amont de la souce.*

Quoiqu'il en soit, lorsque l'observation est faite avec un niveau de signal de fond suffisant, l'effet de  $\varepsilon$  disparaît, c'est à dire se retrouve noyé dans le bruit de fond (figure V.8).

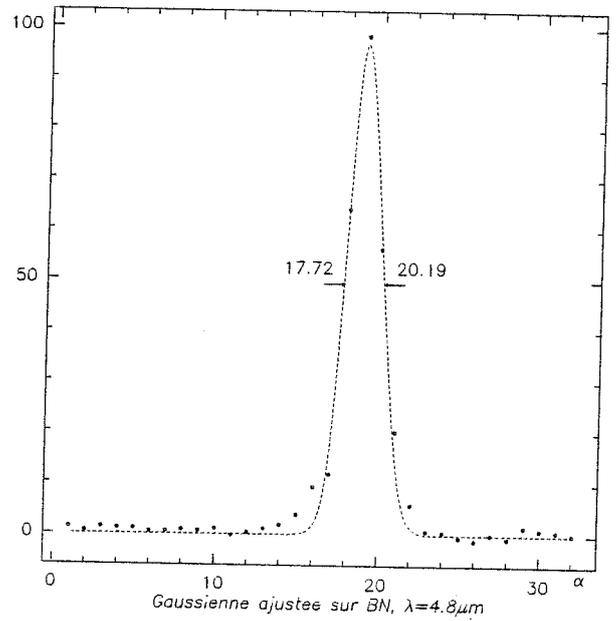
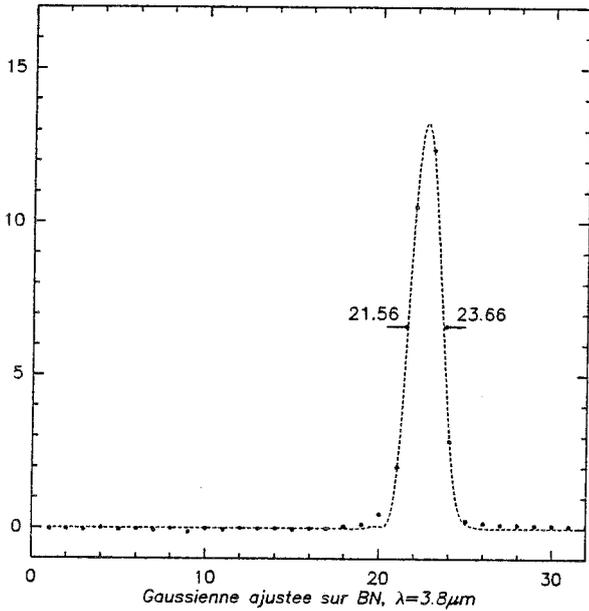


- Figure V.8 -

*Image de la même étoile, observée à  $3.8 \mu\text{m}$ . Le signal de fond de ciel génère suffisamment de charges pour nourrir les pièges présents à l'interface Silicium-oxyde et l'effet de traînée disparaît.*

#### V.IV.4 RESOLUTION SPATIALE

Disposant d'un détecteur qui échantillonne correctement le plan focal, on peut essayer de faire des mesures de seeing, qu'on définira comme la largeur à mi-hauteur d'une gaussienne ajustée aux points de mesure de l'image d'une source ponctuelle (figure V.9-a et 9-b. Voir également la remarque du paragraphe I.VIII.2, au premier chapitre).



- Figures V.9-a,b -

Coupes d'une image de BN, à 3.8 et 4.8  $\mu\text{m}$ . En abscisse: Numéro du pixel dans la direction de la coupe (ici selon la coordonnée  $\alpha$ ). En ordonnée, une valeur du flux reçu en unités arbitraire. Dans ce cas de figure l'ajustement fournit une valeur du seeing à 3.8  $\mu\text{m}$  très proche de la limite imposée par le théorème de Shannon.

Dans le mode d'observation choisi, ces mesures de résolution sont indispensables car elles valident *a posteriori* ce mode d'observation (cf I.VIII.5). Elles permettent également de déterminer la résolution atteinte par l'instrument, c'est à dire la taille du lobe utile.

#### V.IV.5 CORRECTION DE CHAMP PLAT

La discussion concernant la correction de champ plat a été faite par Lacombe (1986) et son principe ne changera pas ici. Le problème est identique à celui rencontré avec les CCD du visible, mis à part la notion de *petit signal* introduite par la *polarisation* par le signal de "fond de ciel".

Après soustraction des termes du signal relatifs au fond et au décalage entraîné par le courant d'obscurité et l'électronique de lecture, il reste, soit si la source est faible devant le signal du fond:

$$R_* = \Phi_*(i,j) \cdot \eta_{\text{ON}}(i,j) \cdot T(i,j)$$

en négligeant la dépendance des autres variables, soit si elle est brillante (étoile de calibration):

$$R_* = \Phi_*(i,j) \cdot \eta_{\text{N}}(i,j) \cdot T(i,j)$$

On détermine  $\eta \cdot T$  en visant une source uniforme  $\Phi_0(i,j) = \Phi_0$ , qui donne la réponse:

$$R_0 = \Phi_0 \cdot \eta \cdot T$$

A une normalisation près,  $R_0$  fournit  $\eta \cdot T$ .

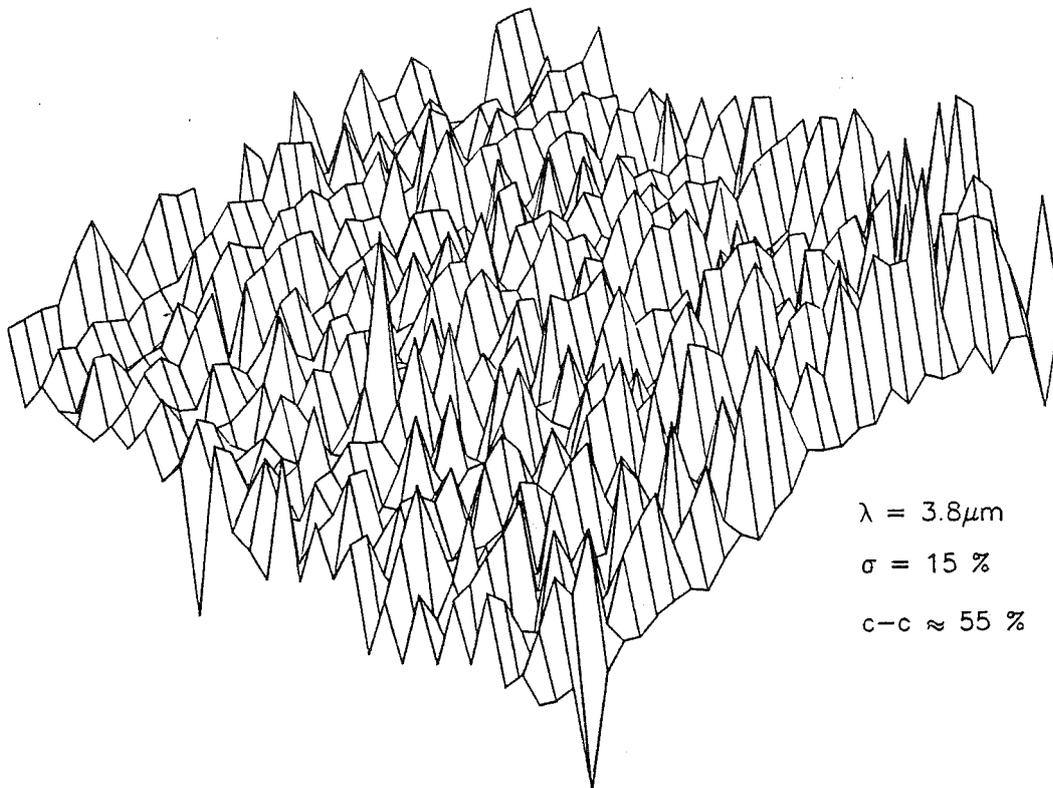
La détermination de  $\eta_{\text{N}}$  s'obtient par une seule visée qui donne la valeur du signal moyen. On vise le ciel dans une région vide de source. Dans la mesure ou l'émission de fond de ciel est nettement supérieure à l'émission d'une éventuelle source infrarouge indésirable, il vaut mieux bien choisir la région visée, et laisser le télescope en poursuite car les fluctuations de l'émission du fond de ciel sont certainement plus importantes que le signal introduit par la présence hypothétique d'une source infrarouge. De même, il vaut mieux éviter d'avoir à défocaliser "par précaution", ce qui n'est jamais souhaitable lorsqu'on désire comparer deux mesures.

Le signal utile est de l'ordre de grandeur de 500 fois le bruit sur chaque pose TMS, dans les bandes L' et M, ce qui permet d'obtenir une précision sur le champ plat supérieure à 1/1000 au bout d'une centaine de poses. Le problème est plus aigu à 2.2  $\mu\text{m}$  où la limitation provient des pixels saturés par le courant d'obscurité et où le signal moyen est beaucoup plus faible. Un plus grand nombre de poses est nécessaire dans ce cas.

La détermination de  $\eta_{\partial N}$  nécessite une deuxième mesure, de préférence effectuée au même temps d'intégration sur une source plate plus émissive.

Gezari et al. (1985) ont utilisé la variation de l'émission atmosphérique avec l'élévation ("masse d'air" variable), pour obtenir deux "sources plates" à des niveaux de signal différents, lors de leurs observations du centre Galactique à 8 et 12  $\mu\text{m}$ .

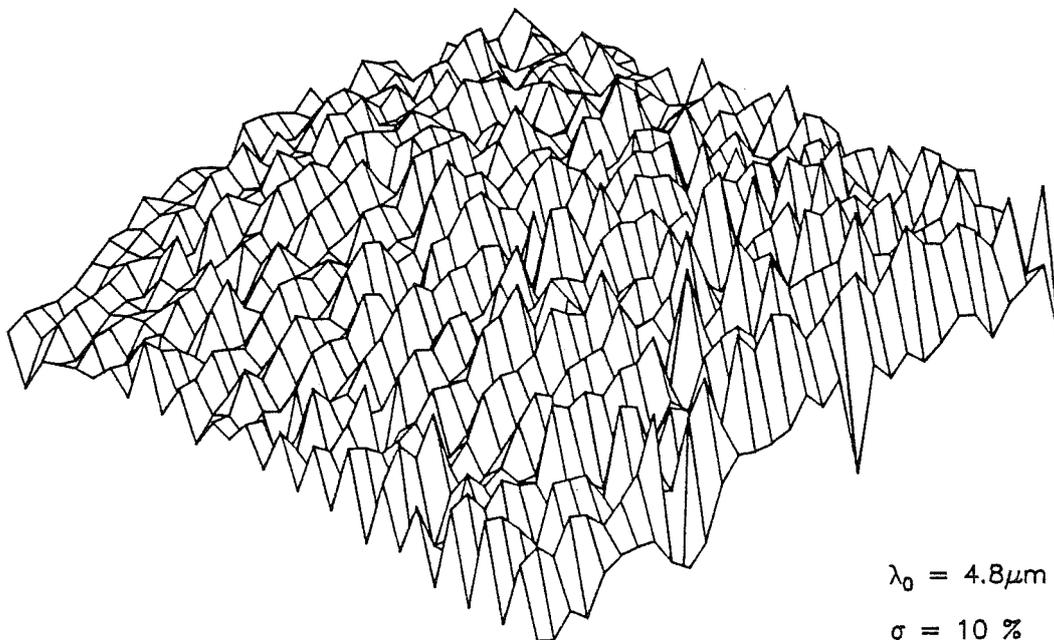
Nous avons mesuré ce deuxième terme sur la coupole du télescope, qui, dans le cas de l'OHP cette fois là, n'est pas excessivement plus émissive que le fond de ciel et induit un signal supérieur de 10 à 30 %. La linéarité de la courbe de réponse du détecteur détermine le degré d'égalité de  $\eta_N$  et  $\eta_{\partial N}$ .



$$\lambda = 3.8\mu\text{m}$$

$$\sigma = 15\%$$

$$c-c \approx 55\%$$



$$\lambda_0 = 4.8\mu\text{m}$$

$$\sigma = 10\%$$

$$c-c \approx 40\%$$

- Cartes de champ plat de l'IRCCD -

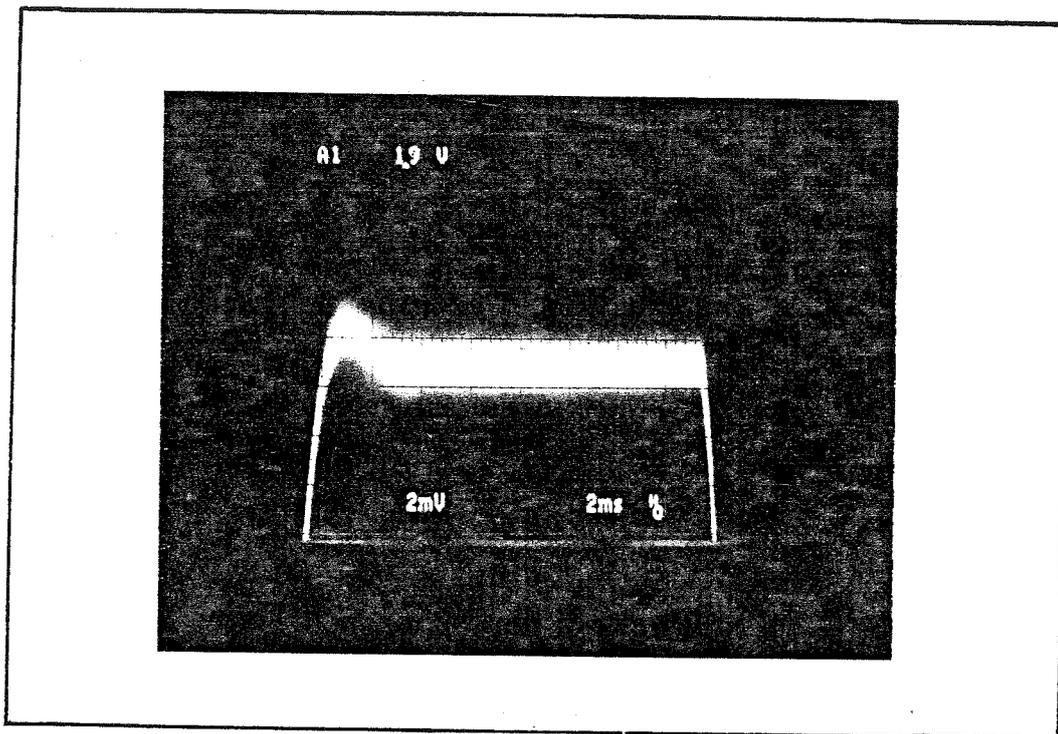
Les 2 images sont normalisées à 1 (valeur maximum près du centre du champ). Les valeurs de  $\sigma$  et du bruit crête à crête (c-c) sont normalisées à la valeur moyenne du signal sur la mosaïque. A noter que ces valeurs sont probablement légèrement surestimées quant à caractériser l'uniformité de la réponse du détecteur car leur calcul ne tient pas compte d'une éventuelle "courbure" d'ensemble de l'image, qui peut provenir du montage optique (Vignettage, etc...).

## V.V MODULATION

### V.V.1 SYSTEME UTILISE

Le miroir modulateur est géré par un Module "General Scanning" auquel l'électronique de lecture envoie un signal de commande carré d'amplitude ajustable, de valeur "0" ou "1", correspondant aux positions "on" ou "off" (Etoile ou Fond). Le module commande un moteur asservi, sur l'axe duquel est fixé un miroir plan de 15 mm de diamètre. Le système de commande du moteur est identique à celui décrit par Mariotti (1981).

La position du miroir est représentée sur une sortie analogique dont l'échelle, dans le montage utilisé est de 2.77 mV par seconde d'arc sur le ciel. Le basculement du miroir est effectué en 5 ms typiquement, ce qui reste transparent pour le reste de la caméra tant que le temps de lecture est  $> 5$  ms (16 ms actuellement). Le bruit résiduel crête à crête sur le positionnement du miroir est de 3 mV, ce qui correspond à un bruit rms inférieur au quart de seconde d'arc (figure V.10)



- Figure V.10 -

*Signal représentatif de la position du miroir de modulation sur le ciel.*

Le bruit de pointage introduit sur l'image par le modulateur est négligeable devant le bruit de suivi du télescope et devant la taille du faisceau imposée par le seing à l'OHP. Ce bruit reste compatible avec une utilisation sur un site où le suivi et le seeing restent moins bon que 0.25 seconde d'arc.

#### V.V.2 FREQUENCE

Nous avons choisi de l'adapter au temps d'intégration utilisé, c'est à dire de commander un basculement du miroir après chaque pose. Cette méthode est facilitée par le mode de lecture séquentielle adopté dans la deuxième version de

l'électronique de lecture: pendant que l'IRCCD intègre, tous les signaux électroniques sont bloqués (cf III.XIV ). Lorsque la pose est finie, la lecture démarre et le générateur de signaux envoie un ordre qui provoque le basculement du miroir.

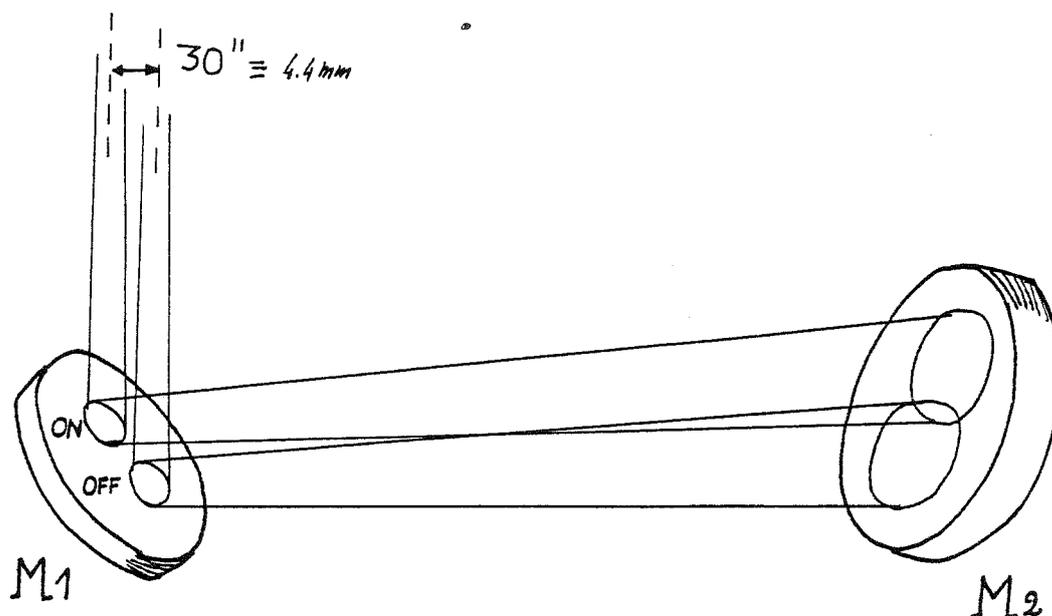
Bande	$t_i$ (ms)	$f_m$ (Hz)
K	300	3.2
L'	300	3.2
M	60	13.2
(max)	1	58.8

- Table V.11 -

*Valeurs des différentes fréquences de modulation adoptées suivant la longueur d'onde du filtre utilisé. En fait, c'est le signal de fond de ciel ou le courant d'obscurité qui détermine le temps d'intégration, et donc la fréquence de modulation utilisée à chaque longueur d'onde. On a indiqué également la valeur maximum de la fréquence de modulation que le système peut actuellement supporter, étant donnée la durée de la phase de lecture (16 ms)*

### V.V.3 AMPLITUDE

Le montage optique est calculé pour procurer une échelle focale d'une seconde d'arc par pixel ( $70 \mu\text{m}$ ), en s'appuyant sur l'hypothèse d'une tache de seeing plus large que 2 arcsec jusqu'à  $4.8 \mu\text{m}$ . Cette prévision est évidemment à vérifier sur le système définitif monté sur télescope, mais on peut utiliser la valeur approchée d'un champ de mosaïque égal à 30 arcsec, sans faire une grosse erreur. Etant donnée la focale du T193, un champ de 30 " couvre  $\approx 4.4 \text{ mm}$  (figure V.12).

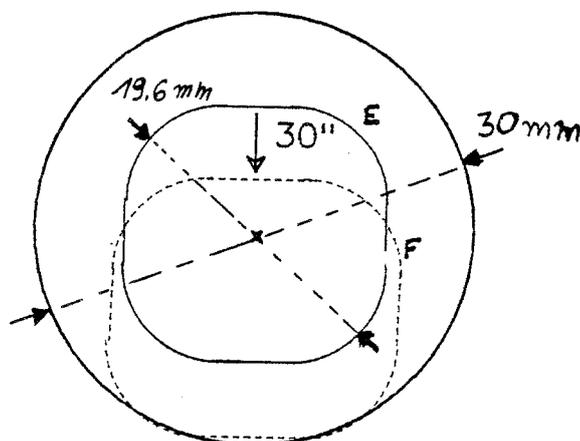


- Figure V.12 -

Tracé des faisceaux lumineux correspondant à une source ponctuelle brillante, placée au centre du champ du détecteur, dans les deux positions "Etoile" (ON) et "Fond" (OFF), observées sur le ciel .

L'étendue du champ se retrouve sur M2. L'ouverture du faisceau et les paramètres géométriques du montage permettent de calculer l'étendue de la surface de M2 qui est "éclairée" lorsqu'on vise une source "uniformément lumineuse" (figure V.13). Le plus grand diamètre de cette tache vaut:

$$\phi \approx 19.6 \text{ mm}$$



- figure V.13 -

*Schéma du miroir M2 tel qu'il apparaîtrait si on observait une source uniforme carrée de 30 seconde d'arc de côté. Chaque point de l'image correspond à un faisceau ouvert à  $f/15$ .*

Le diamètre de M2 étant de 30 mm, il fixe l'amplitude de modulation maximum à  $\pm$  un champ de mosaïque (avec très peu de marge). Nous avons choisi de nous limiter à une amplitude de modulation égale à un champ de mosaïque

( $\pm 1/2$  champ ON  $\rightarrow$  OFF), pour éviter d'avoir des effets de bord trop importants et pour faciliter l'interprétation de l'acquisition (apparition d'images négatives, etc...). Il est, de toute façon difficile d'augmenter trop la taille des miroirs car on se retrouve limité par des problèmes d'aberration de sphéricité, si le faisceau "Fond" (position "off") se trouve trop excentré sur M2.

Cette obligation de modulation rapprochée permet d'estimer  $\Phi_C(\vec{\alpha}_E)$  par la mesure de  $\Phi_C(\vec{\alpha}_F)$  avec une précision d'autant meilleure que  $\vec{\alpha}_E \approx \vec{\alpha}_F$ . Elle présente l'inconvénient de limiter *a priori* l'observation à des sources moins étendues que 30 " (si  $\Phi_*(\vec{\alpha}_F) \neq 0$ ). Il existe cependant des méthodes permettant de retrouver  $\Phi_*(\vec{\alpha})$  sur une source plus étendue que l'intervalle de modulation (EMERSON et al., 1979), autrement qu'en effectuant  $\Phi_1 = (\Phi_1 - \Phi_2) + (\Phi_2 - \Phi_3) + (\Phi_3 - \Phi_4)$  où  $\Phi_4 \rightarrow 0$ , qui augmente le bruit d'un facteur  $2^{1/2}$  à chaque signe "+".

#### V.V.4 DIRECTION

L'ensemble du montage est ajusté mécaniquement de telle sorte que les axes des coordonnées  $\alpha$  et  $\delta$  sur le ciel correspondent aux déplacements selon les lignes et les colonnes du détecteur. Les images obtenues correspondent aux sources observées selon une projection *Gnomonique* (Plan tangent à une sphère), dont on négligera les effets, étant donnés les faibles dimensions de la mosaïque.

Lors de l'utilisation du modulateur en octobre 1986, la modulation/dépointage s'effectuait dans la direction des ascensions droites, à l'*EST* de la source observée.

note: Cet alignement  $\alpha/x - \delta/y$  n'a pas besoin d'être précisément établi (si il est seulement possible...). Il est plus agréable évidemment de disposer sur la visualisation temps réel, d'une correspondance "orthogonale" car cela diminue le nombre d'erreurs lors des dépointages.

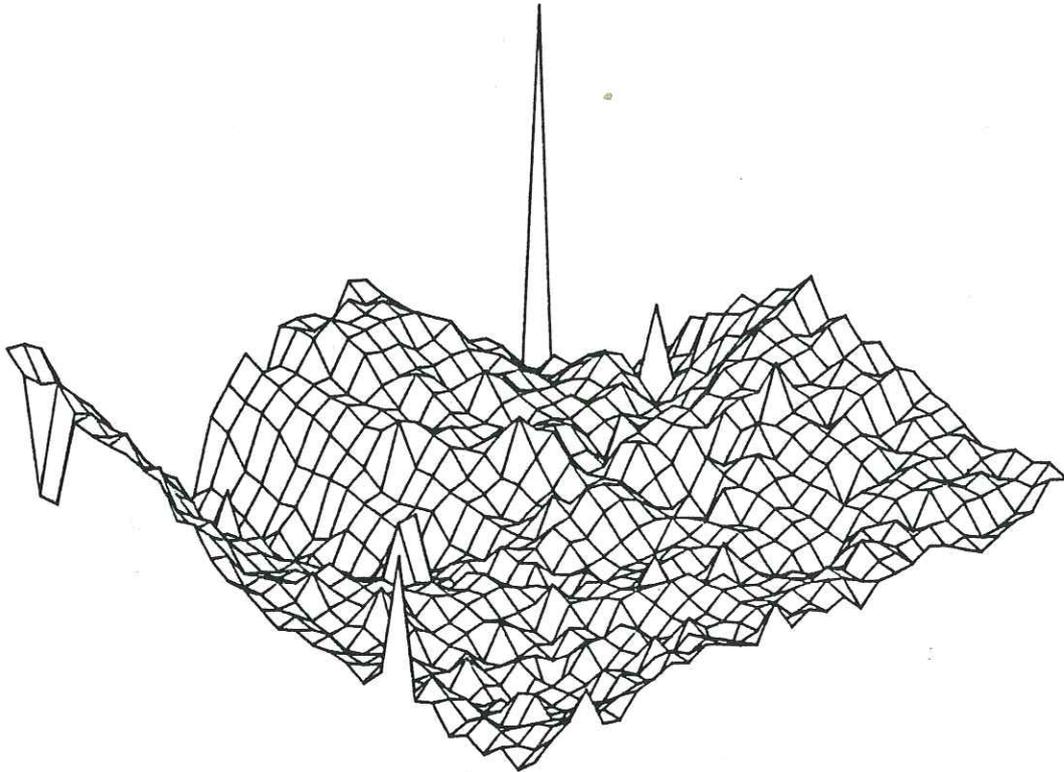
*Par contre*, l'alignement doit être soigneusement déterminé lors de la modulation par permutation de faisceaux (cf. § V.VI.2).

#### V.V.5 EMISSIVITE DIFFERENTIELLE

L'émissivité des miroirs de reprise est très faible (quelques %) mais non pas celle des poussières (et empreintes digitales...) qui s'y déposent. Les traces sur un miroir ont deux effets: elles modifient son coefficient de réflexion (terme  $T(\dots, \vec{w})$ ) et "son" émissivité locale (partie du terme  $\Phi(\dots, \vec{w})$ ).

Jusqu'à  $2.2 \mu\text{m}$ , seul le premier effet est sensible; lors d'observations effectuées dans la bande L' ou M, le deuxième effet peut devenir prépondérant.

Aucun des miroirs de l'optique de reprise n'est, bien sur, un miroir de champ, mais certains (M2 et surtout M1) se trouvent situés entre une position focale (F) et une position pupillaire (M3). Le multidétecteur "sépare" l'émission différentielle sur l'étendue des miroirs couverte par les faisceaux en position E et en position F et donne, dans l'image réduite (E - F), un résultat "flou" non nul (figure V.14), en l'absence de tout objet dans le ciel, que nous appelons image de "Champ Vide", par analogie au "Champ Plat" qui est utilisé pour corriger la dispersion de réponse sur la mosaïque.



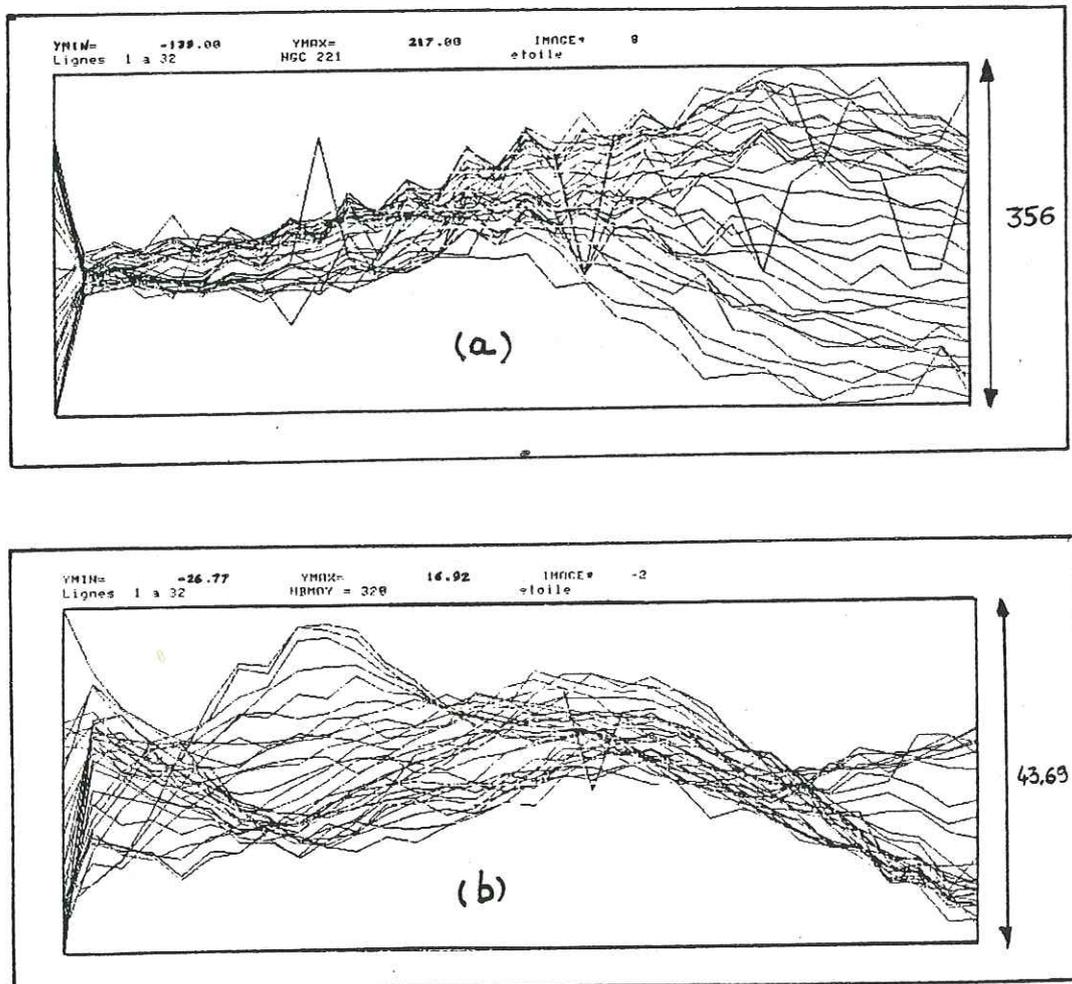
- Figure V.14 -

*Image de champ vide obtenue par modulation sur la galaxie NGC1275, à la longueur d'onde de  $3.8 \mu\text{m}$ . L'amplitude crête à crête du signal résiduel est de l'ordre de  $10^{-3}$  à  $5.10^{-3}$  fois la valeur du signal obtenu sans modulation, sur le ciel.*

Cet effet de champ vide est quasiment impossible à mettre en évidence en laboratoire, ni même en coupole, si celle-ci reste fermée. En effet, tous les détails de la scène (terme  $\Phi_c$  et  $\Phi_p$ ) se retrouvent alors à la même température équivalente et l'image de champ vide disparaît (la modulation ne distingue plus les poussières sur le fond du reflet de la coupole dans le miroir sur lequel elles sont réparties).

Une anecdote (édifiante) illustre l'importance de cet effet de champ vide (Figure V.15). Le bruit crête à crête sur l'image "vide" peut augmenter d'un facteur 10 du simple fait

de la présence d'une poussière supplémentaire (brin de laine de quelques mm) sur le miroir M1. Un dépoussiérage rendra au champ vide son allure "normale".



- Figure V.15 -

Coupe sur les 32 lignes de l'image de champ vide avant (a) et après (b) dépoussiérage du miroir M1. La variation crête à crête du signal sur la mosaïque passe de 356 à 44.

conclusion: il est impératif de travailler avec des miroirs aussi propres que possible, sinon refroidis, afin de limiter les effets d'émissivité différentielle. L'ampleur du phénomène constatée à 3 et 5  $\mu\text{m}$  laisse augurer des problèmes qui nous attendent à 10  $\mu\text{m}$ .

L'amplitude du signal apparent dans la figure de champ vide

étant plus importante que celle du signal (réel) que l'on cherche à mesurer, la méthode d'observation avec modulateur est impossible à utiliser *seule* à  $\lambda \geq 3\mu\text{m}$ . On doit alors procéder à une "double modulation".

## V.VI DOUBLE MODULATION

### V.VI.1 MODULATION ET DEPOINTAGE

La correction de champ vide, qui est reliée au terme  $\partial\Phi_p/\partial\vec{w}$ , est effectuée en visant une région du ciel "vide de source", en général à quelques minutes d'arc de la source observée afin de ne pas introduire de terme supplémentaire en  $\partial^2\Phi_c/\partial^2\vec{\alpha}$  (Double Modulation Dépointée). Cette image de champ vide est ensuite soustraite à l'image "utile". Cette méthode présente l'avantage de garder la même configuration des faisceaux incidents vis à vis de l'optique de reprise.

Si on suppose, comme tout semble le montrer, que l'effet de champ vide provient essentiellement du terme  $\Phi_p$  correspondant à l'état d'émissivité différentielle des surfaces de l'optique de reprise, alors on peut penser que cet état varie plus lentement dans le temps que les autres termes parasite du système, ce qui valide la méthode (Papoular, 1983).

A noter que, dans ce cas de figure, le rendement d'acquisition chute à la moitié de sa valeur, puisqu'on passe les trois quarts de son temps à mesurer du fond.

### V.VI.2 PERMUTATION DE FAISCEAUX

On peut, et c'est la méthode que nous avons adopté lors des observations d'Octobre 1986, utiliser la méthode de compensation par permutation de faisceaux, utilisée en photométrie par monodétecteur. Au cours de l'acquisition,

le télescope est régulièrement dépointé d'une amplitude égale à l'amplitude de modulation sur le ciel (et en sens opposé), de manière à amener la source observée dans le champ de visée qui sert de référence après dépointage.

Le signal est restitué par soustraction des deux termes obtenus dans les deux directions de pointage, ce qui permet de supprimer au premier ordre l'influence d'un éventuel gradient d'émission de fond de ciel. On rapproche ici dans le temps toutes les prises de référence, ce qui est a priori favorable à une meilleure compensation.

Enfin, le rendement d'acquisition retrouve sa valeur maximale.

La (seule?) limitation introduite par cette méthode provient de la variation du terme de transmission lors de la réflexion des faisceaux sur les surfaces correspondant à la position  $\vec{w}_G$  et à la position  $\vec{w}_F$ .

Ce mode de fonctionnement doit être soigneusement calibré sur une étoile brillante. Une différence entre les deux amplitudes de dépointage (modulateur et télescope), ajoute à la source reconstituée une trainée située dans le sens de la modulation.

note: cette calibration n'est pas facilitée par le fait que le modulateur dépointe d'un certain nombre de secondes d'arc sur le ciel, tandis que le télescope calcule ses offsets à l'équateur (en seconde de Temps Sidéral).

En résumé:

On peut présenter la liste des méthodes et des *résidus de modulation* théoriquement associés:

a) Dépointage du télescope uniquement: les problèmes proviennent essentiellement des variations de  $\Phi_C$  et  $\Phi_P$  avec  $t$ , ainsi que des instabilités (bruit) BF du détecteur. Le rendement d'acquisition est faible.

b) Modulation: la dépendance en  $t$  des différents termes devient moins importante. Apparaissent les termes en  $\partial\Phi_P/\partial\vec{w}$ . La méthode est impossible à utiliser seule à  $\lambda > 3 \mu\text{m}$ , mais peut être intéressante de 1.65 à 2.2  $\mu\text{m}$  car

le rendement d'acquisition est maximum. A noter l'impossibilité de cartographier d'une pièce une région plus étendue que l'amplitude de modulation.

c) Modulation et dépointage: Les problèmes de compensation en  $\partial^2 \Phi_C / \partial \vec{a} \partial t$  et  $\partial^2 \Phi_P / \partial \vec{w} \partial t$  apparaissent. Il ya une perte de rendement d'acquisition.

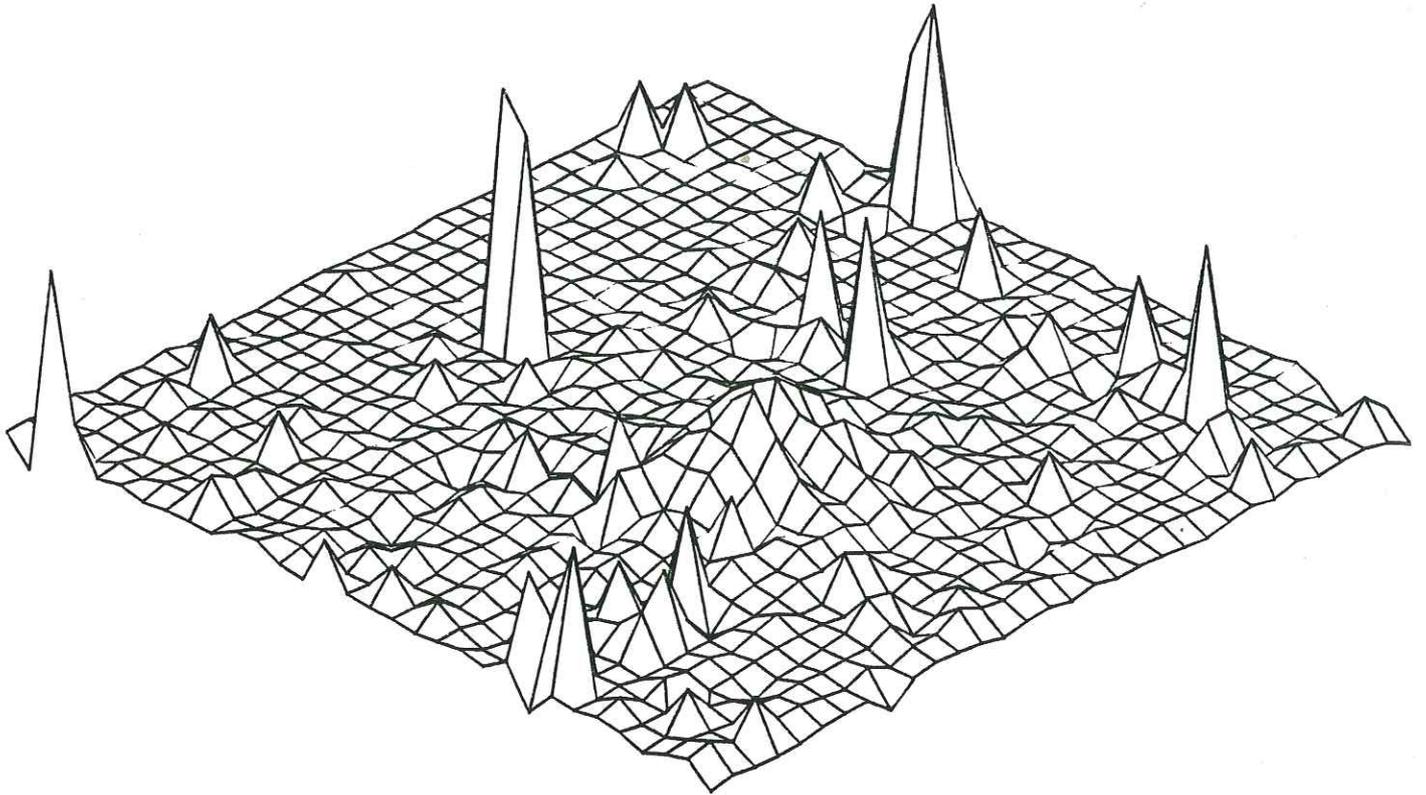
d) Permutation de faisceaux: Les problèmes en  $\partial^2 \Phi_P / \partial \vec{w} \partial t$  diminuent. Apparaît un terme en  $\partial T / \partial \vec{w}$ . Le rendement d'acquisition retrouve une valeur importante.

### V.VI.3 MESURES

#### V.VI.3.a Modulation lente

La première version de l'optique de reprise était associée à une "première deuxième version" de l'électronique de lecture et la mission d'octobre 1985 était aussi une mission d'essai. Aucun moyen de comparaison relatif à la meilleure manière de mesurer le fond n'était disponible. On peut quand même présenter deux types de résultats obtenus alors, qui montrent qu'une version avec modulateur devait pouvoir être employée.

La figure V.16 est une image "brute" à  $2.2 \mu\text{m}$ , de la galaxie NGC221 dont la magnitude intégrée dans la bande K vaut  $M_K = 7$  (Penston et Penston, 1973). On peut en tirer deux types de renseignement quant à la sensibilité et à la stabilité du détecteur.



- Figure V.16 -

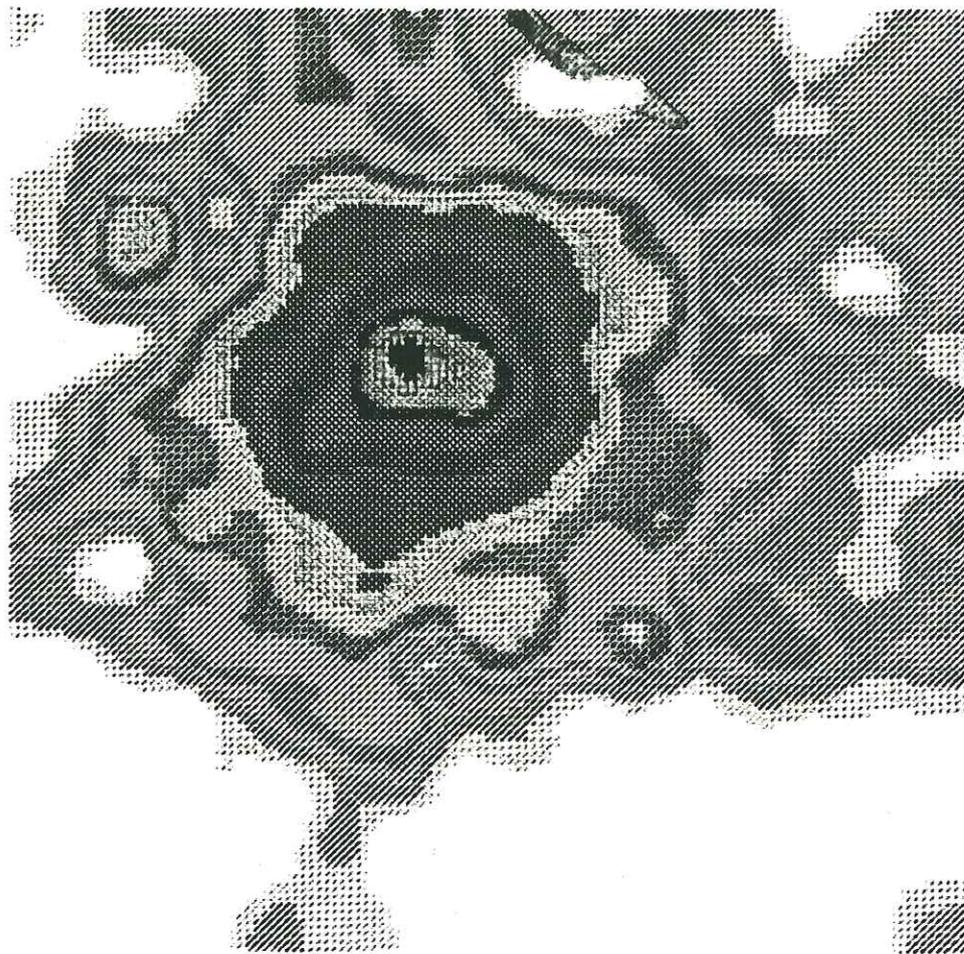
*Image de NGC221 à 2.2  $\mu\text{m}$ . Tint = 400 ms par pose CCD. La mesure de la référence est faite toutes les 2 mn.*

Sensibilité: l'image est obtenue en un temps d'intégration de 10 mn, ce qui permet de fixer la *magnitude limite* du détecteur en K, soit  $m_K \approx 10$ .

Stabilité: l'image comporte de nombreux pixels isolés montrant un bruit anormalement fort à basse fréquence (Tint(CCD) = 0.4 sec, dépointage toutes les 2 mn).

Ces instabilités à basse fréquence sont reliées au bruit en  $1/f$  du détecteur; en effet, même si le bruit du fond de ciel peut être important à 2.2  $\mu\text{m}$  (Allen et Barton, 1981), le temps d'intégration adopté ici et... La visualisation du signal de sortie, plaident pour un bruit "instrumental".

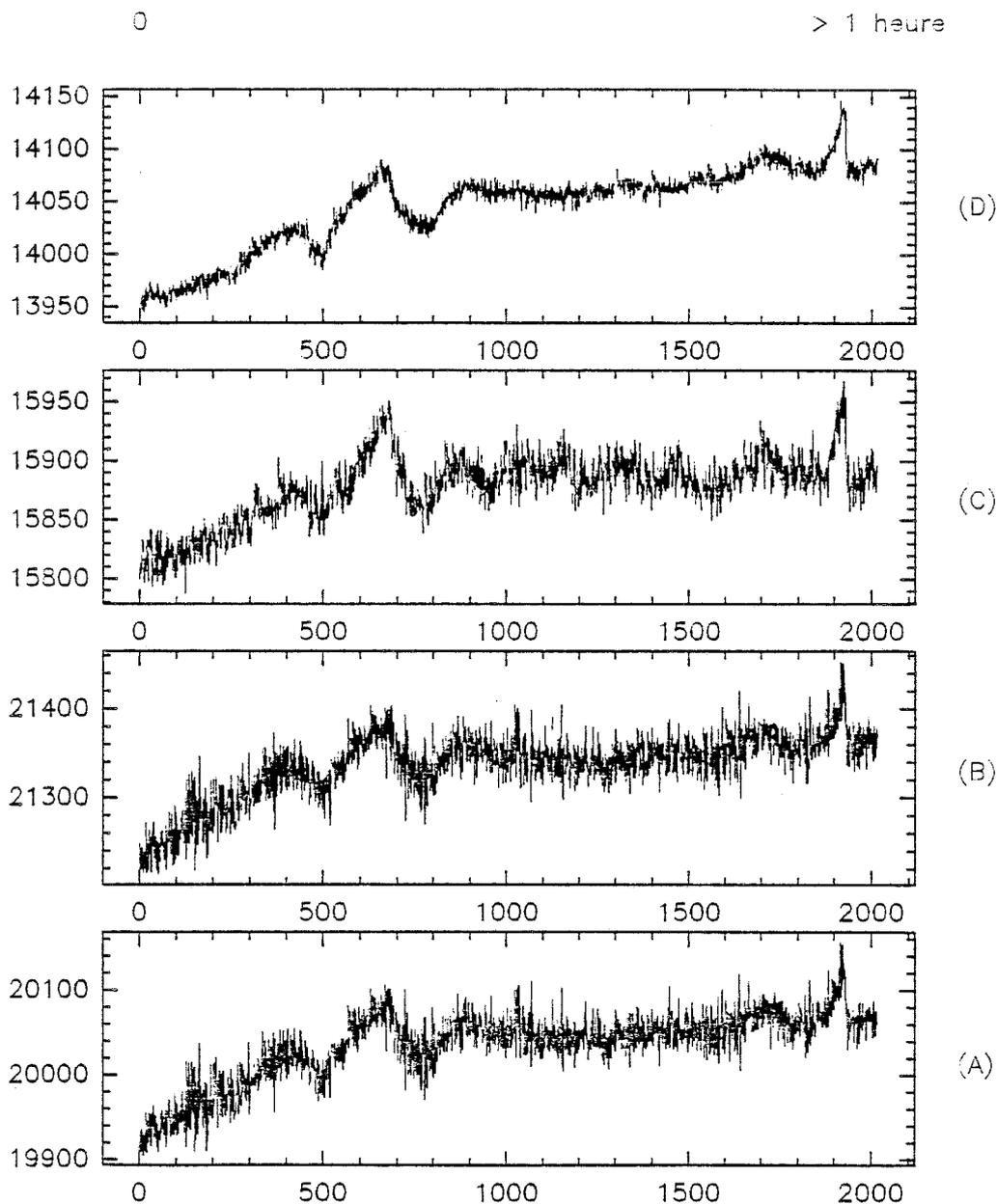
Une modulation à une fréquence supérieure au Hz permettra de réduire l'importance de ce bruit.



- Figure V.17 -

*Image du coeur de la galaxie NGC221 à 2.2  $\mu\text{m}$ , traité en fausses couleurs, après élimination des mauvais pixels et filtrage à une résolution de 3 secondes d'arc. Cette image est la première image de source extraGalactique obtenue avec la caméra IRCCD.*

Un autre type de résultat amène à penser que la modulation est nécessaire, et concerne la stabilité de l'émission du fond de ciel.



- Figure V.18 -

Représentation de la variation du signal au cours du temps lors de l'observation de NGC221 à  $3.8 \mu\text{m}$  en Octobre 1985. En abscisse: les numéros des poses enregistrées par l'ordinateur HP1000 (temps d'intégration par pose: 1.97 sec). En ordonnée, le signal, mesuré en unités

arbitraires (sur 32760). A: un pixel de rang impair; B: son voisin immédiat (effet de colonne); C: le dernier pixel de la mosaïque; D: la moyenne du signal sur l'étendue du détecteur. Les variations à basse fréquence du signal provenant de l'émission du fond de ciel seront supprimée en utilisant un modulateur.

#### V.VI.3.b Etude comparée

Le système réalisé est optimisé pour acquérir des images; dans le cas de l'observation avec modulateur il effectue même la correction de fond de ciel avant envoi des données, ce qui nous prive de la composante de l'émission qu'on souhaiterait caractériser pour déterminer le meilleur mode d'observation possible.

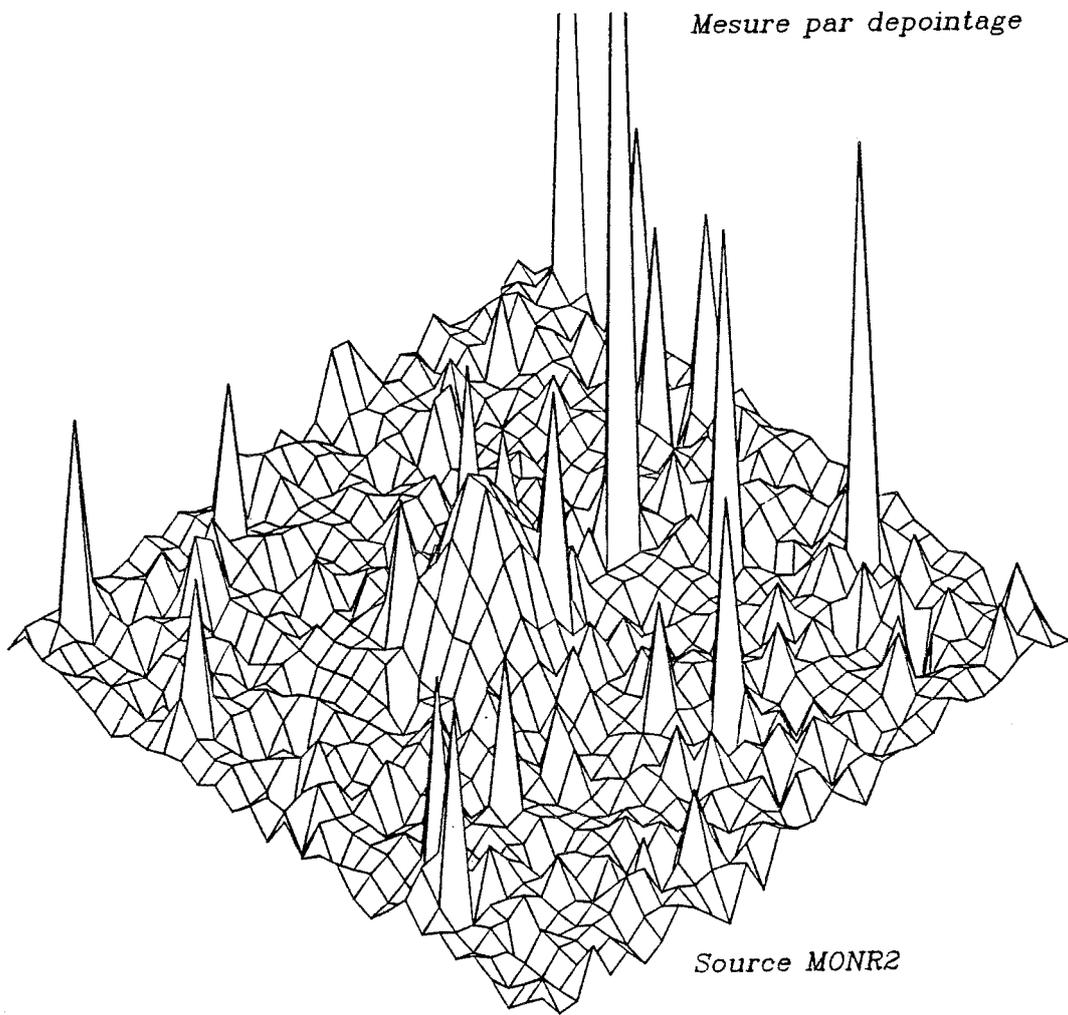
Néanmoins, il est possible de se faire une idée assez précise des différences de résultats obtenus avec l'une ou l'autre méthode et de valider la discussion relative aux résidus de modulation présentés ci-dessus.

Nous comparerons seulement différentes images (d'objets différents) obtenues toutes à la même longueur d'onde (4.8  $\mu\text{m}$ ), en étudiant le bruit résiduel sur le *fond* de chaque image, où se mesure la qualité de la compensation de tous les termes parasites.

La liste des observations concernées est donnée ci dessous:

$$\lambda = 4.8 \text{ gmm.}$$

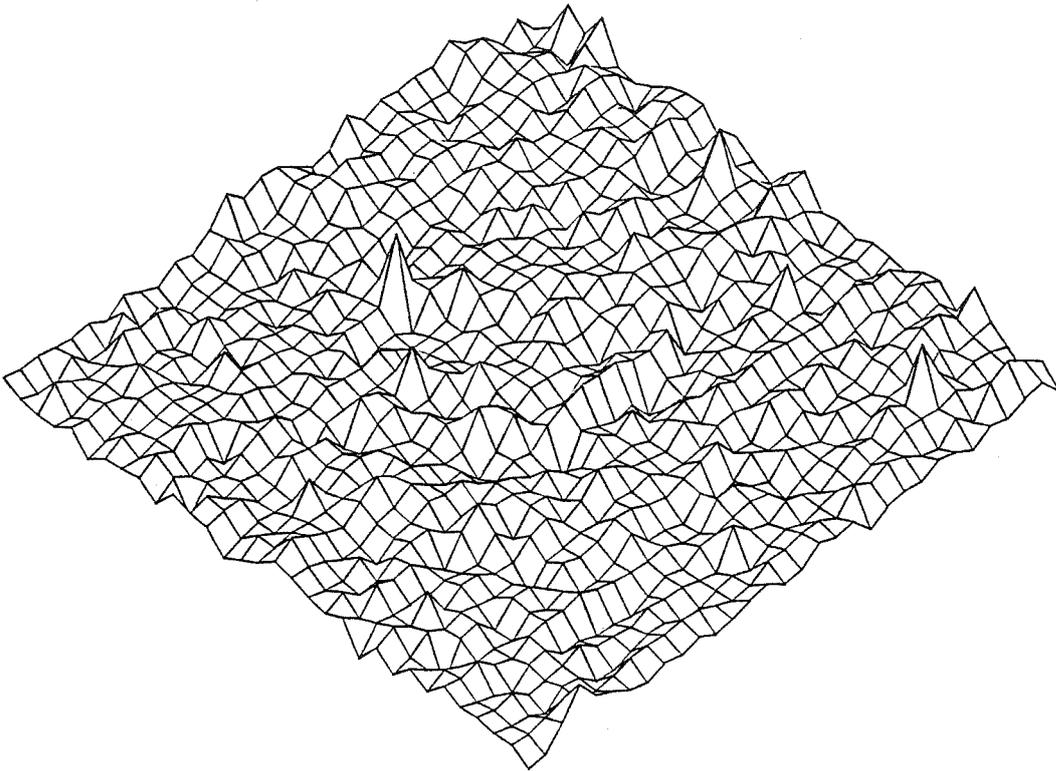
- \* MONR2 IRS3 - 20/10/1986 - Dépointage -(fig V.19)
- \* CEP-A - 23/10/1986 - Modulation -(fig V.20)
- \* W30H - 25/10/1986 - Perm°. de faisceaux -(fig V.21)



- Figure V.19 -

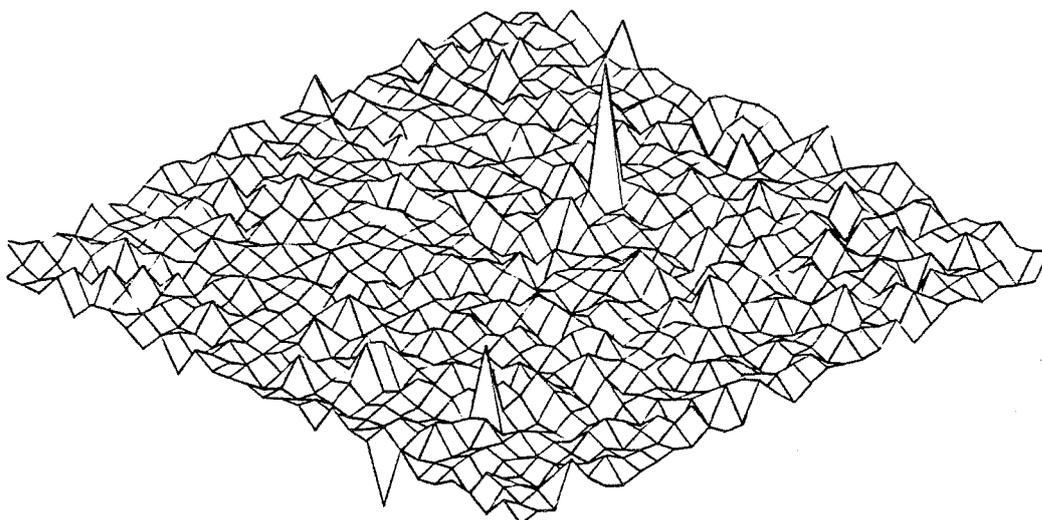
*Image du fond (source MONR2 IRS3) mesuré avec dépointage du télescope. Voir table V.22*

$$[\Delta\Phi_p]_2 - [\Delta\Phi_p]_1$$



- Figure 20 -

*Cf figure 19, fond mesuré (source Cep-A) avec la méthode de double modulation dépointée. Voir table V.22*



- Figure 21 -

*Mesure du fond avec la méthode de permutation de faisceaux (source W30H). Voir table V.22.*

Les trois représentations ont été ramenées à la même échelle. Les trois images présentées correspondent évidemment au même temps d'intégration (7.7 secondes). Les mesures du bruit résiduel lors de l'utilisation des différentes méthodes sont résumés dans la table V.22.

Mode d'observation	bruit c-c	fond .	$f_m$ (Hz)	Compensation ( $\sigma$ /signal moyen)
dépointage seul	272	$\bar{m} = 0.5$ $\sigma = 26$	0.13	$2.5 \cdot 10^{-3}$
modulation seule	70	$\bar{m} = -20$ $\sigma = 10$	13	$1 \cdot 10^{-3}$
double modul. dépointée	22	$\bar{m} = 3$ $\sigma = 3$	13 / 0.065	$3 \cdot 10^{-4}$
permutation de faisceaux	37	$\bar{m} = 1$ $\sigma = 2$	13 / 0.065	$2 \cdot 10^{-4}$

- table V.22 -

Valeurs des termes de bruit de modulation résiduel. Lorsqu'elle n'est pas indiquée, l'unité est arbitraire et correspond au comptage par l'ordinateur HP1000 (Saturation: 32760). Mesuré dans cette "unité", chaque mesure correspond à un signal moyen de l'ordre de 10000 coups.  $t_i = 7.7$  sec.

#### V.VII PERFORMANCES MESUREES

### V.VII.1 MODULATION LENTE

Les performances du détecteur, mesurées au cours de la première mission d'observation (octobre 1985) sont rassemblées dans la table V.23.

Bande	$1\sigma$ / pixel	magnitude limite (1 heure) / pixel
K	$m_K = 10$ (1 sec)	14.5
L'	0.03 Jy (2 mn)	12
M	0.5 Jy (1 mn)	8.5

- Table V.23 -

*Valeurs du plus petit signal mesurable en un temps donné (une seconde ou une heure), déterminé d'après les observations effectuées à l'OHP dans le courant du mois d'Octobre 1985. (d'après Monin et al., 1987).*

### V.VII.2 DOUBLE MODULATION

De même, les valeurs des performances de la caméra déterminées lors de la deuxième mission d'observation (octobre 1986), sont rassemblées dans la table V.24.

Bande	$1\sigma$	magnitude limite (1 heure / pixel)
L'	0.005 Jy (20 mn)	12.5
M	0.02 Jy (10 mn)	10

- Table V.24 -

*SMD mesuré avec les méthodes de double modulation.*

note: Une observation de NGC 1275 ( $M_L = 9$ ) en Octobre 1986 avec la méthode de double modulation dépointée, a permis de déterminer une valeur de la magnitude limite dans cette bande, proche de  $m_L = 14$ .

### V.VII.3 CONCLUSION

Le problème de la compensation du signal de fond de ciel se double d'un problème de compensation des instabilités d'un certain nombre de pixels du détecteur. Dans le cas de la mesure par dépointage, par exemple, le bruit crête à crête très important provient essentiellement de *quelques* pixels au comportement "anormal". Pour cette raison, l'utilisation d'une méthode avec modulation semble

être indispensable. Le gain en rendement d'acquisition est par ailleurs appréciable.

S'il est clair que la méthode de modulation simple est inutilisable seule dès que le signal de fond devient trop important, elle est peut être bien adaptée à l'observation sous faible flux (bandes J, H et K). Comme notre détecteur est plutôt adapté à l'observation sous fort flux de fond, nous n'avons pas vraiment creusé cette question.

Les résultats de mesure rapportés dans la table V.22 montrent que la qualité de la compensation "finale" (après la deuxième modulation) est sensiblement la même en double modulation dépointée et en modulation avec permutation de faisceaux. Si ce résultat se confirme, la deuxième de ces méthodes, déjà utilisée en photométrie monodétecteur, est en fait la meilleure car, pour une même compensation du fond de ciel, elle procure un rendement d'acquisition double.

Les performances mesurées ici restent en dessous des valeurs estimées d'après les mesures effectuées en laboratoire (Chapitre IV), suivant ainsi une loi bien connue... La principale raison en est bien sûr que l'instrument actuel n'est pas optimisé (par exemple, le câblage interne au cryostat date de presque deux ans et nous avons beaucoup appris depuis).

De plus, une coupole n'est pas l'endroit idéal pour obtenir les meilleures "performances", chaque lieu de mise en oeuvre de l'instrument ayant son "schéma de câblage" (boucles de masses, etc...), qui peut être amélioré en ce qui concerne l'OHP.

Il est également possible que les fréquences de modulation somme toute assez lentes, que nous avons employées ( $f_m \leq 13$  Hz), ne suffisent pas à compenser correctement les fluctuations du signal de fond de ciel (voir Bensammar, 1978). Si on peut penser qu'on "vient à bout" du bruit basse fréquence du détecteur, les performances restent limitées par le bruit (de turbulence) du ciel, et donc, plus ou moins directement, par le site d'observation.

La limitation de l'amplitude de modulation empêche-t-elle de cartographier une source plus étendue que l'intervalle de modulation? Je ne pense pas. Quand Lenzen et al. (1984) cartographient la nébuleuse infrarouge Cep-A avec une ouverture de 6" et une référence mesurée à 20" du point observé, ils sont placés dans des conditions *pires* que les nôtres, qui correspondent à un lobe de 3" et une référence mesurée à 30". Il est parfaitement possible d'imaginer qu'une mosaïque puisse *balayer* un champ du ciel, comme un monodétecteur le fait. Nous prévoyons d'utiliser une méthode de balayage lors de la prochaine mission de la caméra, pour cartographier plus proprement cette fameuse Nébuleuse (voir chapitre VI).

Pour terminer, il est maintenant évident que l'imagerie à 10  $\mu\text{m}$  va rencontrer de gros problèmes, et de modulation, et de rendement d'acquisition. La méthode de compensation par permutation de faisceaux sera la mieux adaptée aux premiers essais de la nouvelle caméra, dont Il faudra également envisager de refroidir les miroirs de l'optique.

## APPENDICE

### V.VIII BANDE PASSANTE DE L'ACQUISITION NUMERIQUE

Les limites imposées par l'environnement de la caméra sont les suivantes:

\*-Le fonctionnement général de la caméra est limité par la vitesse de lecture des EPROM du générateur de signaux à  $7 \mu\text{s}$  par pixel actuellement. On pourra facilement remplacer cet étage par un autre plus rapide.

\*-Il est probable que le CCD lui même introduise une limite du point de vue de la vitesse de lecture, du fait de la variation de l'inefficacité de transfert avec la fréquence à laquelle ce transfert est effectué (fréquence qui variera forcément si on augmente la rapidité de la lecture). Les mesures que nous avons effectuées à ce sujet (voir chapitre IV) montrent que l'on peut faire des progrès dans la voie de la rapidité sans pénaliser la qualité de la lecture. Il est à noter que les images sous fort flux réalisées au LIR sont lues à une cadence qui approche la milliseconde par trame, étant entendu que n'est peut être pas recherché le niveau de sensibilité qu'une observation astronomique requiert.

\*-La conversion Analogique/Digitale nous limite à  $10 \mu\text{s}$  par pixel du fait du dispositif utilisé. Il existe des CAD plus rapides (jusqu'à quelques 100 ns pour 12 bits); sachant que la conversion numérique implique échantillonnage-blocage et soustraction de référence (DEC), on peut penser descendre de ce côté là jusqu'à quelques  $\mu\text{s}$  (2 ou 3) par pixel.

\*-La limitation introduite par la vitesse de calcul du TMS est établie à  $5 \mu\text{s}$  par pixel, avec un peu de marge (Petmezakis 86). Si l'on voulait descendre en dessous de cette limite, il faudrait concevoir plusieurs processeurs fonctionnant en parallèle. En tout état de cause, il semble

irréaliste de prétendre diminuer le temps de prétraitement par pixel au dessous de quelques  $\mu\text{s}$ , (2 ou 3 également) sans modifier la philosophie de ce prétraitement (additionneur/soustracteur câblé par exemple).

\*-Le module CAMAC est capable de réaliser des acquisitions à 2  $\mu\text{s}$  par pixel environ.

\*-La perte de temps due à la lecture du CAMAC par l'ordinateur HP1000 représente 2 secondes sur un total de :

$$2 \times 8 \times 8 \times .316 = 38.4 \text{ sec en L et K (Ti=300 ms)}$$

$$2 \times 8 \times 8 \times .076 = 9.73 \text{ sec en M (Ti=60 ms)}$$

Mis à part l'observation à 4.8  $\mu\text{m}$ , le passage en acquisition DMA sur le HP ne ferait pas gagner plus de quelques % en rendement d'acquisition. La possibilité d'accumuler 8 images (TMS) avant envoi au CAMAC, rend de même moins crucial le problème de l'augmentation de la vitesse de lecture du CCD.

En conclusion, il semble qu'on pourra gagner 10 ms/trame à peu de frais, ce qui représente un gain de 13 à 3 % suivant les conditions d'observation (M ou K). Etant donné que l'IRCCD est plutôt meilleur en imagerie 4.8  $\mu\text{m}$ , il sera intéressant de gagner ce facteur 1.13 sur le rendement d'acquisition à cette longueur d'onde.

Une étape ultérieure consisterait à passer en DMA sur HP1000. Je n'ai pas considéré les contraintes introduites par la version d'acquisition basée sur un micro 68000.

Ce problème de bande passante "numérique" n'est pas vraiment critique à 2-5  $\mu\text{m}$  mais il faudra l'envisager sérieusement à 10  $\mu\text{m}$ .

## CHAPITRE 6

### PREMIERS RESULTATS

#### VI.I INTRODUCTION

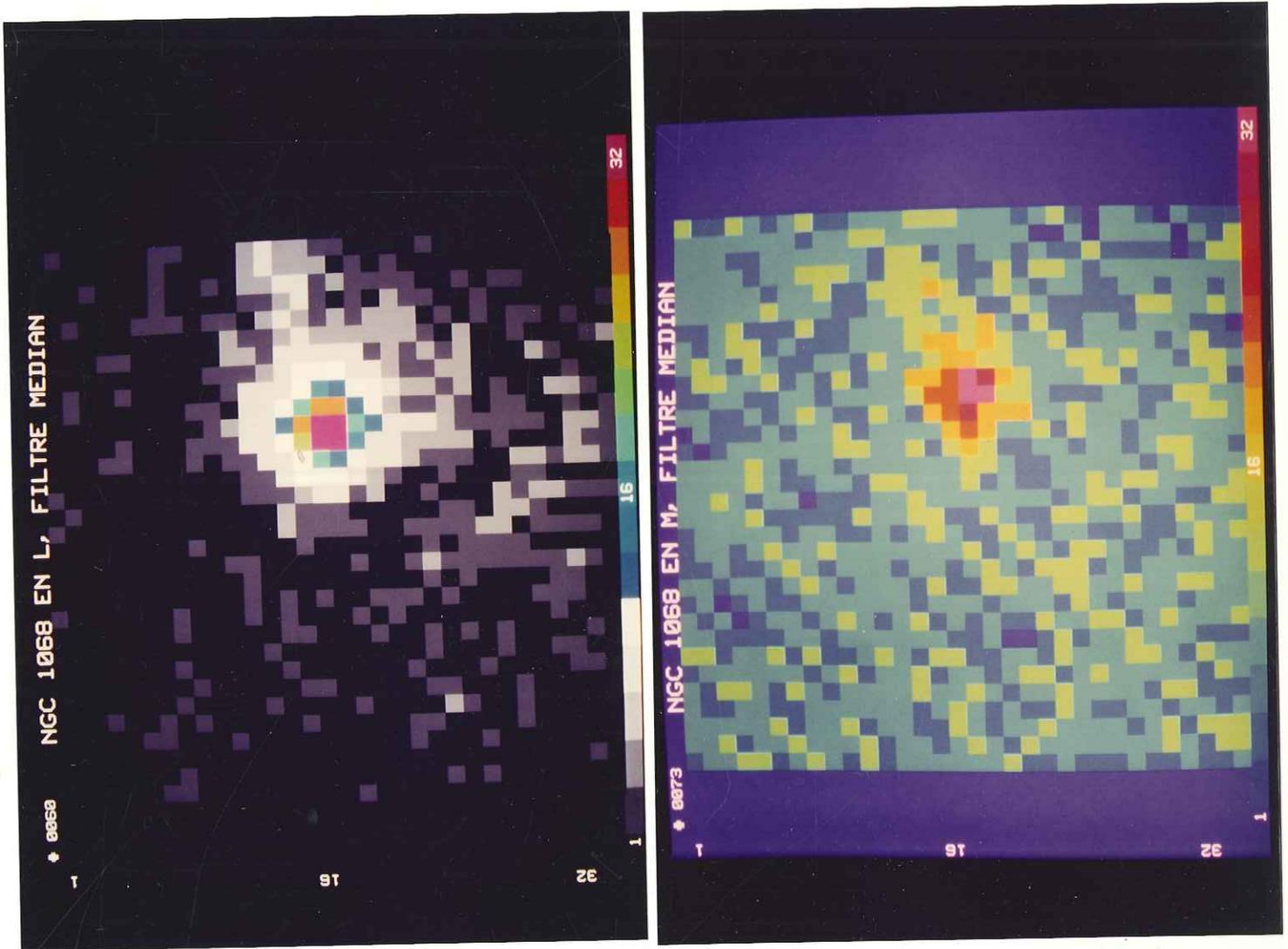
##### VI.I.1 OBSERVATIONS

Les observations faites en octobre 1985 et 1986 ont été orientées dans deux directions différentes, dont l'une concerne des objets extragalactiques et intéresse plutôt Isabelle Vauglin, et l'autre concerne plus particulièrement des régions de formation d'étoiles, dans la Voie Lactée.

La plupart des observations présentées ont été dépouillées sur l'ordinateur VAX du centre de calcul du Groupe d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble.

Les observations extragalactiques font certes partie des *résultats* obtenus avec l'IRCCD au cours de l'année 85/86, mais je ne les discuterai pas au delà de l'étude effectuée au chapitre V et qui concerne les performances du détecteur. Jusqu'à présent, c'est en effet sur des images de galaxies qu'ont été réalisés les plus longs temps d'intégration.

Néanmoins, et avec l'autorisation d'Isabelle Vauglin, je ne résiste pas au plaisir de montrer deux images de la galaxie à noyau actif NGC 1068 (figure VI.1) obtenues dans les bandes L' et M en octobre 1986.



- Figure VI.1 -

Images de NGC1068 à  $3.8 \mu\text{m}$  (à gauche) et  $4.8 \mu\text{m}$  (à droite), affichées sur l'écran de visualisation en couleurs du système Lexidata de l'Observatoire de Lyon.

Ces deux images font apparaitre une structure de jet, visible

à  $3.8 \mu\text{m}$  et  $4.8 \mu\text{m}$ , sur une étendue de plusieurs secondes d'arc dans la direction NE-SW, faisant un angle de  $30^\circ$  avec l'axe Nord-Sud. Ce jet a déjà été observé à d'autres longueurs d'onde (Wilson et Ulvestad, 83), et nous en voyons probablement la contrepartie infrarouge.

#### VI.1.2 LE LOGICIEL: CHAMPO ET GILDAS

Les données ayant été enregistrées par l'ordinateur HP1000, elles sont traduites au format VAX par le programme CHAMPO(LYON), qui permet également d'effectuer un certain nombre d'opérations sur l'image "globale", constituée de nombreuses poses TMS (parfois plus d'un millier), ce qui correspond à plusieurs dizaines de milliers de poses CCD. Un contrôle minimum de l'acquisition consiste à examiner le déroulement du signal afin d'éliminer les poses aberrantes (bruit excessif, passage de nuage, etc...).

Comme l'a fait remarquer Lacombe (1986), le traitement des images infrarouges passe par la manipulation de *cubes de données* (ou colonnes!), dont la troisième dimension représente le déroulement de l'acquisition. La réponse de l'IRCCD présentant des non-linéarités, on peut aussi imaginer le cube de la *réponse du détecteur*, étalonné pixel par pixel, qui servirait à inverser une mesure correspondant à une zone non linéaire de cette réponse.

GILDAS est un logiciel de traitement d'images au sens large, c'est à dire à 2, 3 ou 4 dimensions, mis au point par Stéphane Guilloteau. Les images à plus de deux dimensions sont en effet couramment utilisées en radioastronomie. Une application typique est la cartographie d'un nuage moléculaire dans plusieurs tranches de vitesse, correspondant à une partie du spectre de raie d'une molécule observée à une longueur d'onde radio.

Un travail est actuellement en cours pour rendre CHAMPO totalement interactif et *interfacé* avec GILDAS. Ce travail

constitue la base du développement du futur logiciel de dépouillement des données de la caméra sensible à 10  $\mu\text{m}$ .

## VI.II AMAS DE SOURCES INFRAROUGES DANS ORION

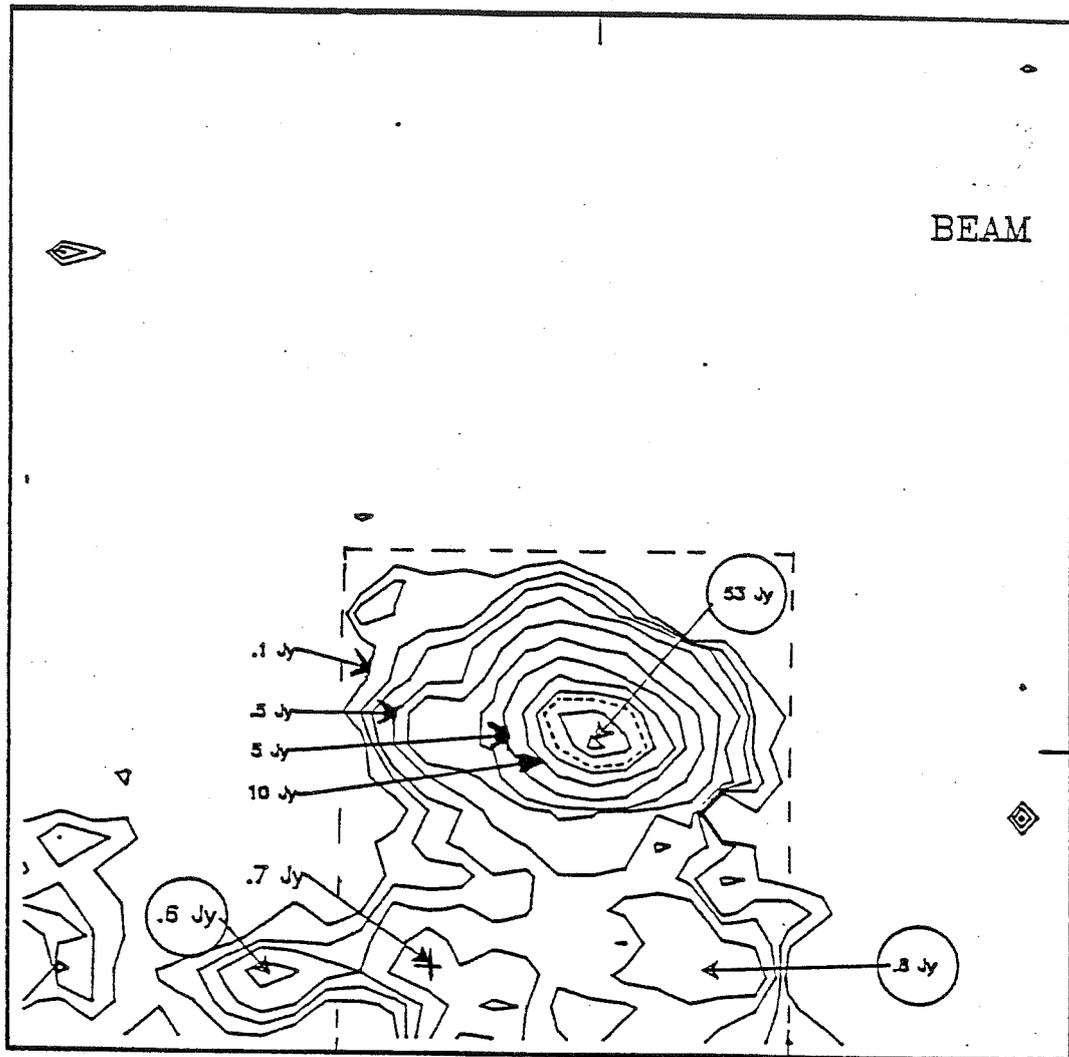
### VI.II.1 INTRODUCTION

La nébuleuse de Kleimann-Low (KL) (Kleimann et Low, 1967) est une nébuleuse infrarouge située dans la grande nébuleuse de la constellation d'Orion. A environ une minute d'arc au nord de l'association OB du trapèze, elle contient un groupe de sources infrarouges dont la plus connue est l'objet de Becklin et Neugebauer (BN) (Becklin et Neugebauer, 1967). Cet ensemble de sources est considéré comme l'archétype de la zone de formation d'étoiles (Wynn-Williams et al, 1984), et reste un objet très étudié, dont de nombreux auteurs ont proposé des cartes infrarouge a haute résolution (Rieke et al, 1973, Wynn-Williams et al, 1984, Lonsdale et al, 1982, etc...). Cependant, la résolution de ces cartes reste encore limitée en raison de l'utilisation de monodétecteurs.

### VI.II.2 OBSERVATIONS

La puissance de l'émission infrarouge de cet amas et son aspect "granuleux" (nombreuses sources de quelques secondes d'arc de diamètre, superposées à une émission plus étendue) en fait un objet de test idéal pour un détecteur infrarouge en général, et pour une mosaïque en particulier. Une conséquence de cet état de fait est d'ailleurs que les premières images de BN que l'on ramène, sont souvent les moins réussies car ce sont elles qui "essuient les plâtres" de l'instrument. Nous avons donc, et néanmoins, observé l'objet de Becklin et Neugebauer dans les bandes L' et M (figures VI.2 et VI.5). L'estimation de l'échelle focale déduite de ces cartes et de leur comparaison aux données de Wynn-Williams et al. (1984), est donnée dans le chapitre V.

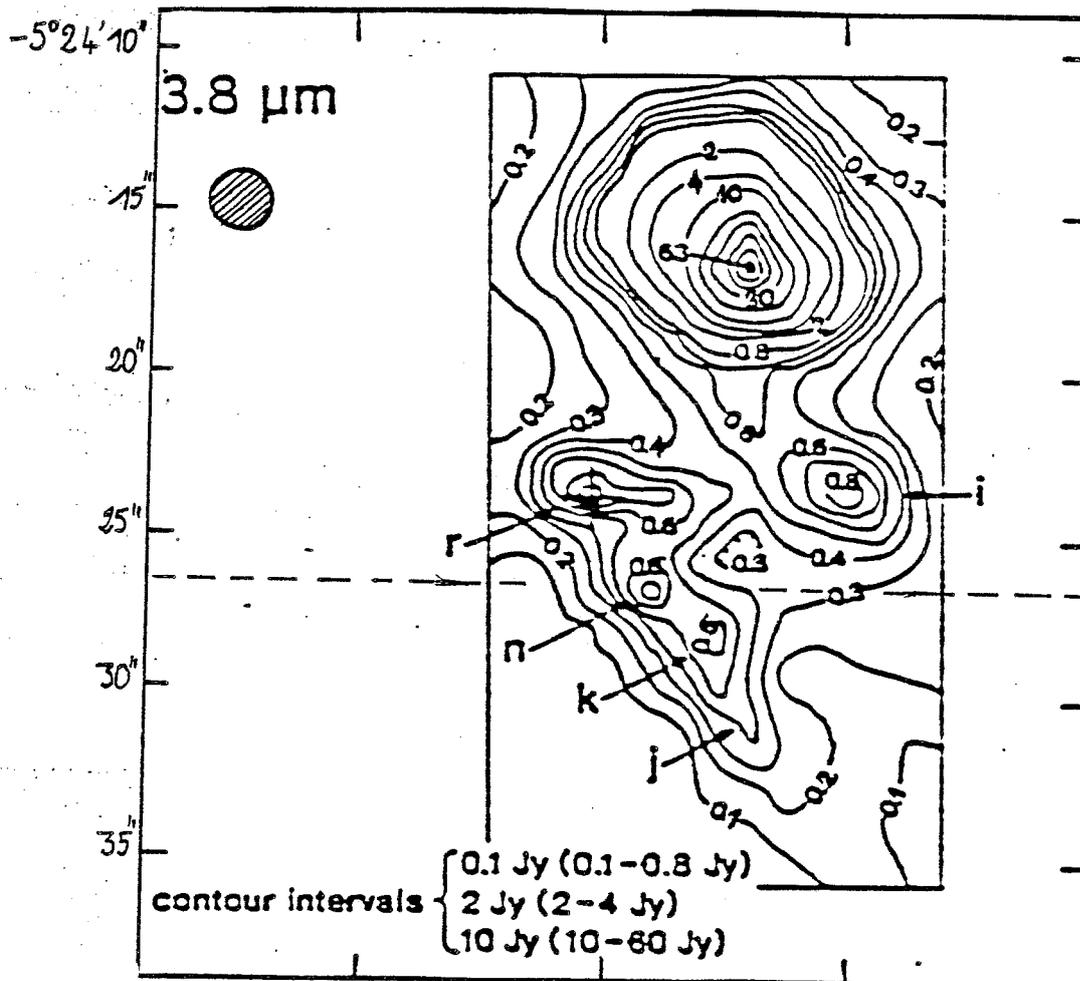
5<sup>H</sup> 32<sup>M</sup> 46.8<sup>S</sup>



BN à  $3.8 \mu\text{m}$ ,  $T_{\text{int}}=112 \text{ sec}$

- Figure VI.2 -

Carte (image) de BN à  $3.8 \mu\text{m}$ , obtenue dans la nuit du 18 au 19-10-85. Le temps d'intégration total est indiqué. Les valeurs de contour indiquées sont celles que l'on obtient en tenant compte seulement des paramètres du détecteur et d'une première estimation de la transparence atmosphérique (cf. § IV.I). Le champ de l'image correspond à 32 secondes d'arc. Le cadre en tiretés indique la région du champ observée par Wynn-Williams et al. (1984).



- Figure VI.3 -

Carte de la même région que sur la figure VI.2, d'après Wynn-Williams et al, obtenue avec un monodétecteur. L'échelle de la carte en secondes d'arc/mm est sensiblement identique à celle de la figure VI.2.

Les données obtenues à 3.8  $\mu\text{m}$  ont été comparées à celles de Wynn-Williams et al (figure VI.3), en utilisant BN comme "étoile" de référence (table VI.4). L'écart entre les deux mesures n'est jamais supérieur à 20 %, ce qui est une bonne indication de la qualité de la réponse du détecteur et de la correction de champ plat.

Source	IRCCD (Jy)		REFERENCE (Jy)
	estimation	calibration	
BN	53	63	63 <sup>(1)</sup>
IRC2	0.7	0.83	1 <sup>(1)</sup>
IRC3	0.8	0.95	0.8 <sup>(2)</sup>
(u)	0.6	0.7	

(1) Wynn-Williams et al., 1984  
(2) Chelli et al., 1984

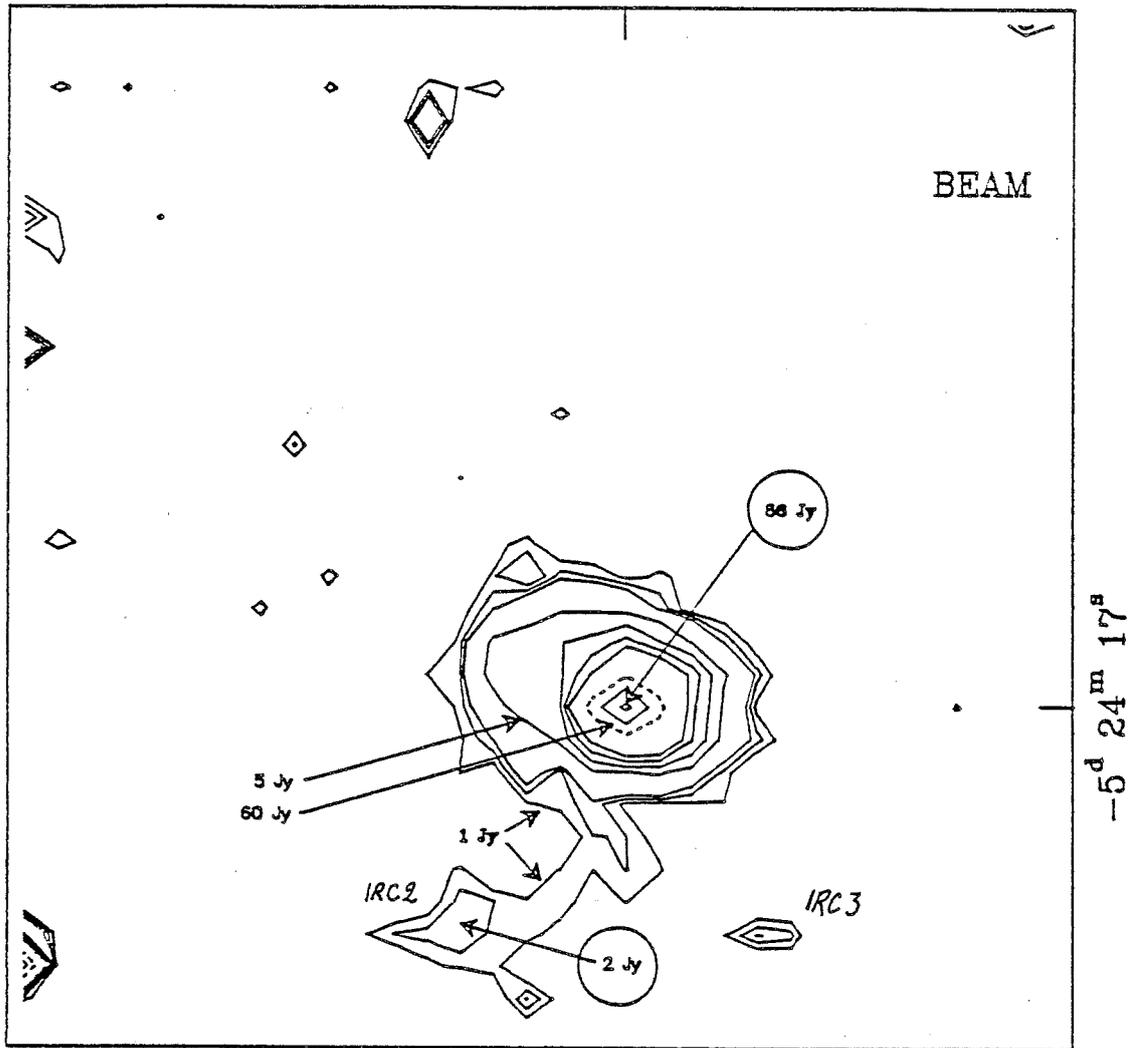
- Table VI.4 -

*Valeurs comparées des flux mesurés dans ce travail et par d'autres auteurs, en utilisant BN comme source de calibration.*

IRC2 est partiellement résolue et montre une structure allongée que l'on retrouve sur la carte de Wynn-Williams et al. La position du maximum de la source, utilisé pour calculer la distance angulaire IRC2 - BN, est indiquée par une croix.

La source "u" (d'après la nomenclature de Lonsdale et al, 1982), non cartographiée par Wynn-Williams et al, peut ici être calibrée et son flux au pic estimé à  $0.6 \pm 0.1$  Jy.

5<sup>h</sup> 32<sup>m</sup> 46.8<sup>s</sup>



BN at 4.8  $\mu$   $T_{\text{int}}=107.5$  sec

- Figure VI.5 -

Carte (image) de BN à 4.8  $\mu\text{m}$ , obtenue dans les mêmes conditions qu'indiquées sur la figure 2. Les valeurs numériques des contours représentés sont celles déduites d'une première estimation (cf § IV.1).

La carte à 4.8  $\mu\text{m}$  est de moins bonne qualité et la source IRC3 a pratiquement disparu. Si on adopte une valeur du flux intégré de BN (utilisée ici encore comme objet de calibration), correspondant à une magnitude  $M_M = 0.0$  (Dick et Howell, 1982), on obtient une valeur de 7 Jy pour le flux intégré de IRC2 à cette longueur d'onde. La comparaison avec

la mesure de Chelli, Perrier et Léna (1984):  $8.3 \pm 0.3Jy$ , donne ici encore un accord meilleur que 20%.

Une deuxième série d'observations de BN et IRC<sub>i</sub> a eu lieu en 1986, mais ce furent surtout des mesures "de fin de nuit" (...de mauvais temps) et d'essais de modulation, et leur qualité n'est pas bonne. Tout au plus ont-elles permis de mesurer l'échelle focale de la caméra, dans la configuration avec modulateur (voir chapitre V).

En conclusion, ces images, parmi les premières obtenues avec la caméra, ont prouvé la fiabilité et la qualité des mesures effectuées avec l'IRCCD. Elles nous ont permis de prendre confiance dans le comportement de la caméra, et de préparer les observations d'objets moins classiques, présentées ci-dessous. Enfin, elles ont permis une mesure des performances du détecteur "en vraie grandeur", qui est présentée dans le chapitre V.

### VI.III NEBULEUSE PAR REFLEXION DANS CEPHEUS-A

#### VI.III.1 INTRODUCTION

Cep-A est une région dense à l'intérieur du nuage moléculaire découvert par Sargent (1977), auprès de l'association OB Cepheus OB3. Situé à une distance de 730 pc (Blaauw et al., 1959), cet objet montre tous les signes d'une active formation d'étoiles, par la quantité de rayonnement infrarouge qu'il émet (Beichman et al., 1979, Koppenal et al., 1979 et Evans et al., 1981). La présence d'un flot moléculaire à grande vitesse a également été détecté dans les raies de la molécule CO (Rodriguez et al., 1980, Ho et al., 1982).

Lenzen et al. (1984) ont cartographié la source infrarouge étendue découverte par Bally et Lane (1982), avec une résolution de 6 secondes d'arc à 2.2 et 3.6  $\mu m$ . Ils concluent que cette source est une nébuleuse par réflexion dont la source centrale est obscurcie par plus de 75 magnitudes

visuelles.

### VI.III.2 OBSERVATIONS

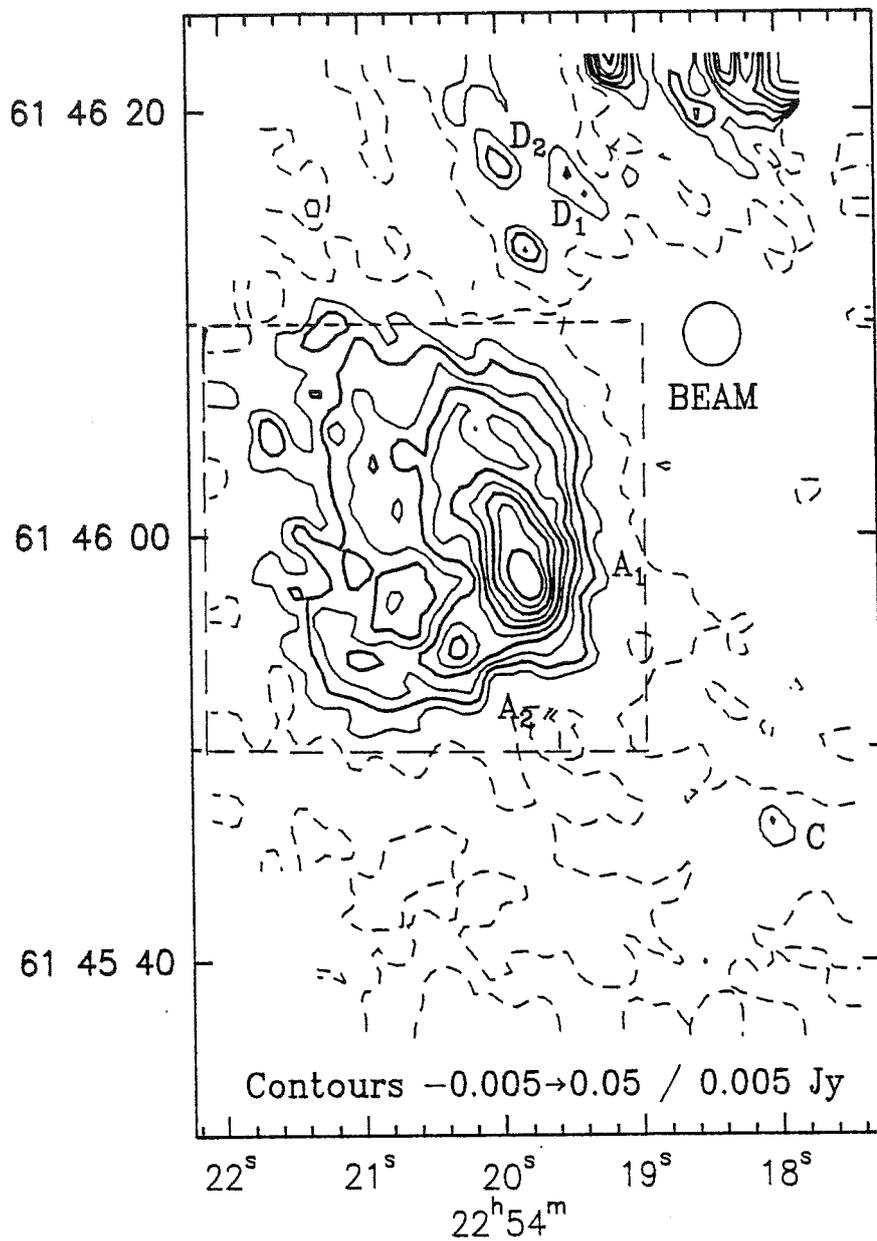
Nous avons observé le coeur de Cep-A à plusieurs reprises durant les nuits du 22-23, 23-24 et 26-27 Octobre 1986, dans les bandes L' et M.

Les images obtenues ont été calibrées en transmission et en résolution (voir chapitre V) par observation de l'étoile  $\alpha$  Cygni (Deneb), en adoptant une magnitude de cette étoile égale à 0.8 dans les bandes L' et M.

Deneb est une étoile relativement brillante mais la mauvaise qualité de l'atmosphère durant la période d'observation concernée, a "permis" de l'observer dans les *mêmes* conditions que la source Cep-A, c'est à dire avec les mêmes temps d'intégration (resp. 300 ms et 60 ms à 3.8  $\mu\text{m}$  et 4.8  $\mu\text{m}$ ), et les mêmes niveau de flux de fond moyen. Ceci place les points de mesure de l'étoile de référence et de la source, au même endroit de la courbe de réponse de l'IRCCD, et permet de s'affranchir des problèmes de non linéarité à l'origine, à condition d'utiliser la réponse de champ plat en  $\eta_{\text{ON}}$  (voir chapitre V), pour corriger la variation de réponse sur l'étendue de la mosaïque.

L'ensemble des données concernant Cep-A a été obtenu en utilisant le modulateur pour mesurer l'émission de fond de ciel 30 secondes d'arc

à l'*EST* de la source. Ceci n'est pas complètement sans effet sur l'observation d'une source étendue comme celle de Cep-A mais cet effet a été négligé ici.



- Figure VI.6 -

Carte de la nébuleuse par réflexion Cep-A à  $3.8 \mu\text{m}$ . Le temps d'intégration total sur la carte est égal à 25 mn. Il n'est pas uniforme sur l'étendue de l'image car celle-ci est obtenus par compositage de 6 sous-cartes différentes. Le cadre en pointillés indique la zone de l'image où le temps d'intégration est maximum. Les contours fins sont tracés à intervalle d'un  $\sigma$  ( $= 5 \text{ mJy}$ ), les contours épais sont tracés tous les deux  $\sigma$ . Le contour à  $-1 \sigma$  est représenté en tiretés.

### VI.III.3 TRAITEMENT

#### Compositage:

La carte à 3.8  $\mu\text{m}$  présentée sur la figure VI.6 couvre environ 32" x 65" et a été obtenue au dépouillement, par superposition de plusieurs images de 28" x 28" correspondant à des champs différents sur le ciel. L'échantillonnage du plan focal à presque 2 fois la fréquence de Nyquist (du fait du mauvais "seeing" rencontré lors de ces observations) rend chacune de ces images "complète" au sens de la qualité de la mesure par échantillonnage (cf. § I.VII).

On obtient la carte résultante par une combinaison linéaire des différentes images "de base", ou *sous-cartes*, le poids attribué à chacune des sous-cartes étant proportionnel à la fraction du temps d'intégration *total* correspondant à cette sous-carte. On obtient ainsi le meilleur rapport Signal sur Bruit (S/B) final.

En fait, l'obtention du meilleur rapport S/B impose en théorie de tenir compte également d'autres critères, dans le calcul du poids attribué à chaque sous-carte. Par exemple, une image obtenue avec un très mauvais seeing par rapport à la moyenne peut voir son poids diminuer, afin de garder un rapport S/B le plus uniforme possible sur toutes les fréquences spatiales de la carte.

Pendant les trois nuits d'observation de Cep-A, le seeing est resté sensiblement constant et égal à 3-4 secondes d'arc (à 3.8  $\mu\text{m}$ !), et cette correction supplémentaire n'a pas été appliquée lors de la reconstitution de la carte.

#### Traitement des pixels saturés:

Les quelques pixels, saturés à 300 ms, et qui donnent une réponse nulle après modulation, sont remplacés au dépouillement par la moyenne de leurs quatre plus proches voisins. Le sur-échantillonnage du plan focal rend cette correction peu critique.

### Fond des images:

Lors de la reconstitution d'images par micro-balayage (Lacombe, 1986), les erreurs d'ajustement des fonds des différentes sub-images entraînent un bruit spatial périodique supplémentaire.

Ici, le problème est différent car chacune des sous-cartes donne une représentation fidèle de la source observée, au bruit près, et les erreurs d'ajustement du fond vont entraîner un décalage de l'image dans son ensemble. Le compositage des différentes sous-cartes est alors fait en vérifiant que le niveau du fond moyen de chaque sous-carte, ne peut pas être considéré comme significatif devant le niveau du bruit, mesuré sur cette sous-carte.

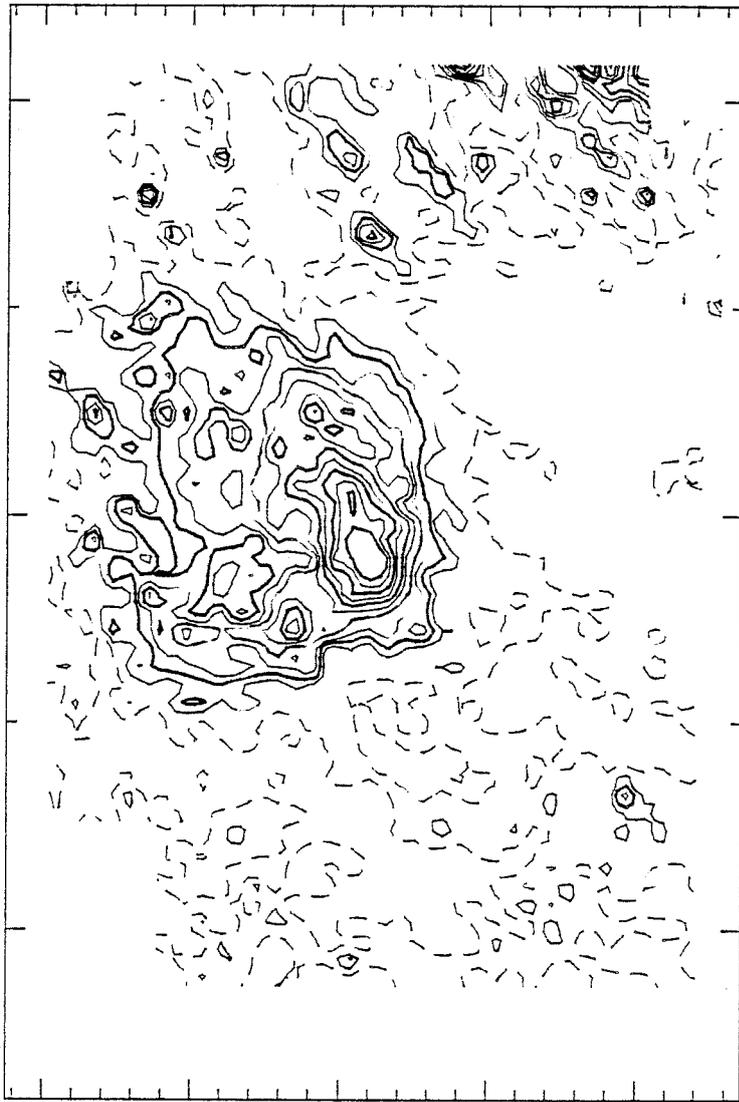
En d'autres termes, il n'y a pas lieu de privilégier telle ou telle valeur du fond d'une sous carte donnée, et encore moins de l'annuler arbitrairement, si cette valeur ne peut pas être considérée comme significative.

### Raccordement:

Le raccordement des sous-cartes entre elles, revient à les recentrer sur un point commun. La qualité de ce recentrage dépend du rapport S/B obtenu sur le point de chaque carte choisi comme "point central".

Dans le cas de Cep-A, c'est le point "chaud" de la nébuleuse par réflexion qui a été choisi comme point commun de recentrage. Une fois ce point choisi dans chacune des sous-cartes, on la plonge dans une carte de dimension suffisante pour contenir la carte finale. Ceci est fait en rééchantillonnant chaque sous-carte avec 2 fois plus de points dans chaque direction que la sous-carte n'en comporte au départ et en complétant les parties manquantes par une valeur "fantôme" (Blanking) qui sera reconnue et ne sera pas prise en compte, lors du traitement numérique de la combinaison linéaire globale.

Moyennant quoi, on obtient le résultat qui est montré sur la figure VI.7, où apparaît du bruit supplémentaire provenant du repliement introduit par le rééchantillonnage.

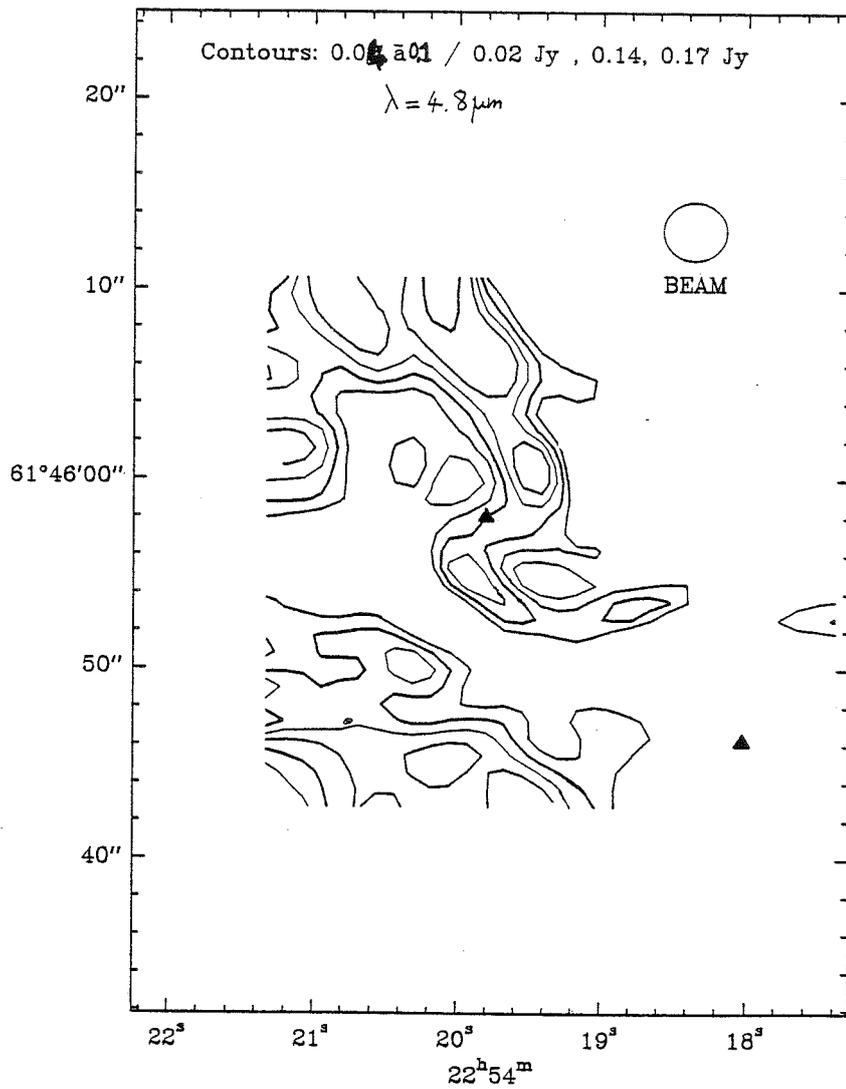


- Figure VI.7 -

*Image de Cep-A à 3.8  $\mu\text{m}$ , obtenue par recentrage de 6 sous-cartes différentes. Il apparait un bruit à la fréquence correspondant au pixel de rééchantillonnage.*

La carte définitive est obtenue par un filtrage gaussien (de largeur égale à 2 pixels de l'image finale), qui permet d'éliminer le bruit apparu principalement à la fréquence du pixel de suréchantillonnage.

Nous avons également observé Cep-A dans la bande M, après repérage du champ à 3.8  $\mu\text{m}$ .



- Figure VI.8 -

Carte (image) de la source Cep-A à  $4.8 \mu\text{m}$ . Le temps d'intégration total sur l'image est égal à 10.5 mn. Les contours sont tracés tous les  $\sigma$  (20 mJy), premier contour à  $2 \sigma$ . Les triangles noirs indiquent les positions du pic d'émission de la nébuleuse à  $3.8 \mu\text{m}$  et de la source enfouie C.

L'image ci-dessus a été obtenue après une pose à  $3.8 \mu\text{m}$ , sans dépointer le télescope entretemps. Ceci permet de déterminer la position sur le ciel par comparaison avec la pose à  $3.8 \mu\text{m}$  correspondante.

La carte à  $4.8 \mu\text{m}$  correspond à un seul champ de mosaïque. Elle montre principalement deux composantes dont l'une

correspond au bord ouest, le plus abrupt, de l'émission à 3.8  $\mu\text{m}$ . L'autre composante est plus étendue et située au sud de la nébuleuse.

#### VI.III.4 MESURES

L'ensemble des mesures effectuées sur les cartes à 3.8 et 4.8  $\mu\text{m}$  est présenté dans la table VI.9, et comparé aux données de Lenzen et al. (1984).

Source	IRCCD		Lenzen et al.	
	Position <sup>†3</sup>	M <sub>L</sub>	Position <sup>†3</sup>	M <sub>L</sub>
IRS 6-A <sub>1</sub>	.....	5	22 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup> 19 <sup>s</sup> .8 61 <sup>d</sup> 45'58"	5.2
IRS 6-A <sub>2</sub>	22 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup> 20 <sup>s</sup> .3 61 <sup>d</sup> 46'55"			
IRS 6-C	22 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup> 18 <sup>s</sup> .1 61 <sup>d</sup> 45'46"	9	22 <sup>h</sup> 54'18 <sup>s</sup> .6 61 <sup>d</sup> 45'49"	> 8.5
IRS 6-D <sub>1</sub>	22 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup> 19 <sup>s</sup> .8 61 <sup>d</sup> 46'13"			
IRS 6-D <sub>2</sub>	22 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup> 20 <sup>s</sup> .0 61 <sup>d</sup> 46'18"			

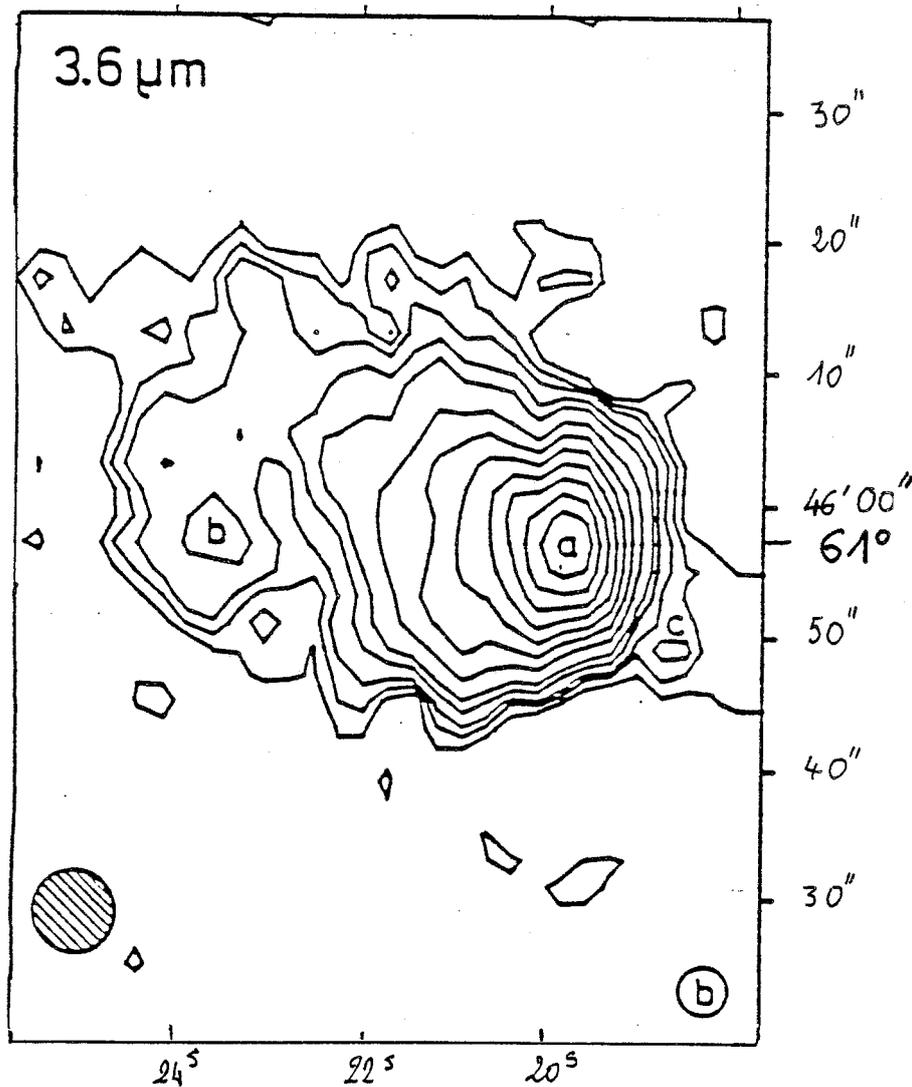
- Table VI.9 -

Liste des valeurs des magnitudes et des positions déterminées dans ce travail et par Lenzen et al. (1984). Les magnitudes déterminées par l'IRCCD ont été mesurées sur les cartes en intégrant le flux à l'intérieur d'un cercle, correspondant au faisceau de Lenzen et al. (Diamètre 12 ") sur le ciel. La discussion de cette comparaison est faite dans les paragraphes suivants.

Position

Comme indiqué dans le chapitre V, nous n'avons pas déterminé de positions absolues et le pic d'émission de la nébuleuse à 3.8  $\mu\text{m}$  a été identifié avec celui de la carte de

Lenzen et al. (figure VI.10). On peut alors comparer les déterminations de la position de la source "C" (d'après la nomenclature de Lenzen et al.). Si on tient compte des erreurs de mesures respectives, l'accord est bon, d'autant plus qu'un déplacement du pic d'émission à  $3.8 \mu\text{m}$  par rapport à celui à  $3.6 \mu\text{m}$  est possible, si la source est plus obscurcie d'est en ouest.



- Figure VI.10 -  $22^{\text{h}}54^{\text{m}}$  (1950)

Carte de cep-A à  $3.8 \mu\text{m}$ , d'après Lenzen et al., 1984.

## Flux

Ici aussi, compte tenu d'un possible rougissement de la nébuleuse sur son flanc ouest, les deux mesures sont en parfait accord, étant données les incertitudes de mesures de ce travail.

L'écart est correct également sur la source "C", si, comme ils l'indiquent, la valeur mesurée par Lenzen et al. représente une "limite supérieure". De plus, notre détection de cette source est à la limite du niveau  $3\sigma$  et la qualité de la mesure a peut-être souffert du champ de référence choisi lors de la modulation.

A  $4.8\ \mu\text{m}$ , l'accord est moins bon et peut-être y a-t-il eu un problème de calibration. On peut quand même remarquer que la structure de Cep-A à cette longueur d'onde semble relativement complexe et l'incertitude sur la précision de la position du faisceau mentionnée dans Lenzen et al. ( $\pm 3''$ ) peut entraîner une incertitude sur leur mesure de flux suivant que le faisceau englobe ou pas l'un ou l'autre pic d'émission que nous observons à la périphérie de Cep-A. Leur mesure du flux à  $4.8\ \mu\text{m}$  n'est pas très bien décrite et, quoi qu'il en soit, elle n'est certainement pas aussi précise que la valeur annoncée (4.17) le laisse supposer.

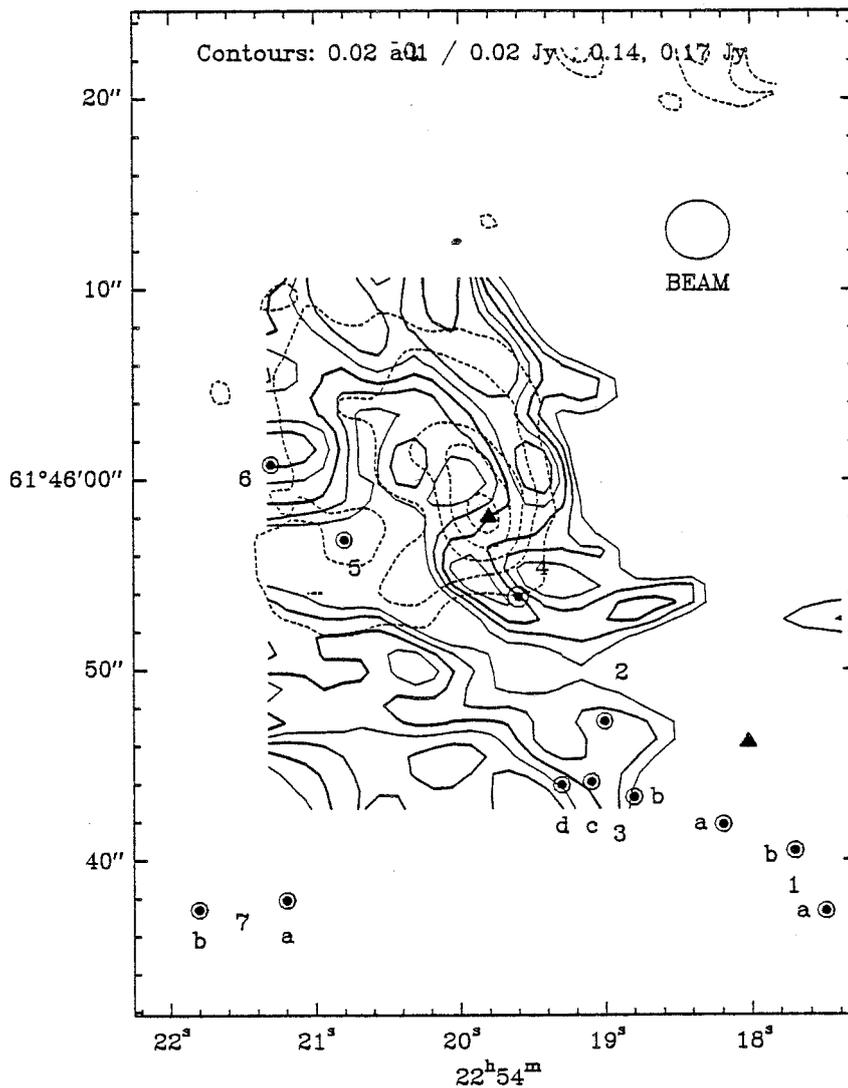
## VI.III.5 DISCUSSION

Les mesures présentées dans ce travail possèdent une résolution nettement supérieure à celle des observations de Lenzen et al., et permettent de résoudre partiellement la nébuleuse Cep-A. Celle-ci présente une structure complexe, dominée par une forme en arc, et semble constituée de deux composantes  $A_1$  et  $A_2$  dont les positions sont données dans la table VI.9. Si on admet la détection des composantes  $D_1$  et  $D_2$ , ces deux sources sont alignées entre elles et avec la source C.

Cette disposition est en accord avec l'hypothèse que cette dernière source est vraisemblablement la source excitatrice de

la nébuleuse. De même, l'axe du noyau de la nébuleuse, partiellement résolu, est sensiblement dirigé vers C.

La carte à  $4.8 \mu\text{m}$  possède un signal sur bruit moins bon, ce qui rend son interprétation moins sûre. Elle montre essentiellement un arc d'émission situé sur le bord de la nébuleuse à  $3.8 \mu\text{m}$ , et une émission relativement étendue au sud de Cep-A, incomplètement cartographiée.



- Figure VI.11 -

Superposition des cartes à  $3.8$  (pointillés) et  $4.8 \mu\text{m}$  (traits pleins). La position des régions HII détectées par Hugues et Wootten (1984) est indiquée par une série de gros points numérotés selon la nomenclature choisie par ces auteurs.

La figure VI.11 montre les deux cartes superposées, ainsi que la répartition des régions HII détectées par Hugues et Waterloot (1984), en forme de "Y". Ces deux auteurs interprètent ces pics d'émission à 6 cm, comme provoqués par une série d'étoile enfouies, de type approximatif B3.

Cependant, si on suppose que l'excès de flux à  $4.8 \mu\text{m}$  sur les bords de la nébuleuse à  $3.8 \mu\text{m}$  est du à un excès d'extinction correspondant à une augmentation locale de la densité, les positions des régions HII sont bien corrélées avec les bords de ces pics de densité.

Ils pourraient alors être simplement l'image du gaz local excité par une seule source située au centre du "Y". La "branche" du Y du orientée Sud-Ouest/Nord-Est passe d'ailleurs exactement dans le "trou" d'émission dans les deux bandes. Cette image d'un pic de densité est accréditée par les observations de Welichew et al. (1985) et Torreles et al. (1986), respectivement des molécules HCN et NH<sub>3</sub>, qui montrent un pic d'émission (étendue à l'échelle de nos cartes), situé sensiblement au même endroit que l'émission relativement "plate" détectée à  $4.8 \mu\text{m}$  (en dehors du cadre de la carte VI.11, à 20 " à l'est des régions HII numérotées 7a et b).

Nos observations permettent donc de préciser la structure de la source Cep-A et semblent confirmer que, d'une part la source qui excite la nébuleuse est bien la source enfouie C, et d'autre part l'absorption augmente vers le Sud de la nébuleuse. L'absence de détection dans la bande M à l'emplacement de cette source, est peut être du au sens de modulation adopté, si la source étendue à  $4.8 \mu\text{m}$  située au sud de Cep-A s'étend jusque dans le champ pris pour référence.

Si prometteuses qu'elles soient, nos observations de la source Cep-A sont incomplètes, notamment à  $4.8 \mu\text{m}$ . Elles ont néanmoins permis de tester l'observation avec modulation de faisceaux et de se faire une idée précise de la procédure à adopter pour utiliser au mieux cette méthode.

Une nouvelle mission d'observation est prévue en 1987 où la direction de modulation sera tournée de 90 degrés par rotation de la bonnette, ce qui permettra de mesurer le champ de

référence au *Nord* de la source.

#### VI.IV CONCLUSION

Les observations faites durant l'année 86/87 étaient encore destinées à tester l'ensemble de la caméra et du détecteur. Les résultats obtenus lors de ces observations ont néanmoins montré que ceux-ci fonctionnent de manière satisfaisante alors que l'ensemble n'est pas encore complètement optimisé. Les mesures effectuées ont validé l'IRCCD en tant que détecteur astronomique infrarouge et ont permis de se faire une idée des problèmes que pose l'observation sous fort flux de fond. Ceci est particulièrement important, et parce que cela montre la qualité de ce type de détecteur (pas spécialement destiné à l'observation astronomique a priori), et parce que cela prépare la réalisation de la future caméra 10  $\mu\text{m}$ .

## CONCLUSION GENERALE

L'ensemble des caractéristiques de l'IRCCD mesurées en laboratoire et sur télescope permettent de conclure qu'il s'agit d'un dispositif particulièrement bien adapté à l'observation sous fort flux de fond, c'est à dire dans les bandes L, L' et M de la photométrie du proche infrarouge. On peut s'affranchir de l'effet de seuil observé à faible signal, mais si elle a donné des résultats corrects ici, il est peu probable que la méthode du "flashing" (artificiel ou naturel) ait beaucoup d'avenir.

Si la dispersion de ses caractéristiques sur l'étendue de sa surface était diminuée, l'IRCCD se révélerait être un détecteur pratiquement parfait sur n'importe lequel des sites d'observation actuellement disponibles pour l'imagerie infrarouge à "grande" longueur d'onde (c'est pratiquement déjà le cas à  $4.8 \mu\text{m}$ ), car son bruit de lecture proche de 1000 électrons RMS, rend la lecture totalement dominée par le bruit de photons du fond. Il sera très intéressant de faire des essais sur un nouveau dispositif de facteur de remplissage double de celui actuellement disponible.

Dans un environnement 10 fois moins émissif que l'OHP, l'IRCCD permettrait des temps d'intégration de 600 ms à  $4.8 \mu\text{m}$  et jusqu'à 5 secondes à  $3.6 \mu\text{m}$ .

Malheureusement, ceci se paye par une inefficacité de transfert accrue, car les grandes capacités ne sont obtenues qu'avec les CCD à canal de surface comme l'IRCCD, pour lesquels  $\epsilon$  est importante. On a vu que, pour le format 32x32, la diaphonie entraînée par l'inefficacité de transfert, n'introduit d'effet sensible que pour des sources mesurées avec un très grand rapport signal sur bruit. Cette "marge" sur le rapport S/B diminuera lorsque le format des détecteurs augmentera. C'est probablement plus l'inefficacité de transfert que le bruit, qui obligera à passer à l'IRCCD à canal enterré, si on veut obtenir des mosaïques performantes de grand format, basées sur ce principe de lecture.

Les essais effectués à  $3.8$  et  $4.8 \mu\text{m}$  nous ont préparés à ce

que sera probablement, (en pire), l'imagerie dans la fenêtre 8-13  $\mu\text{m}$ . En s'appuyant sur les mesure effectuées dans ce travail, et étant données les caractéristiques du futur détecteur PC (Si:Ga) hybridé sur DVR, des temps de pose de 5 à 10 ms peuvent être prédits.

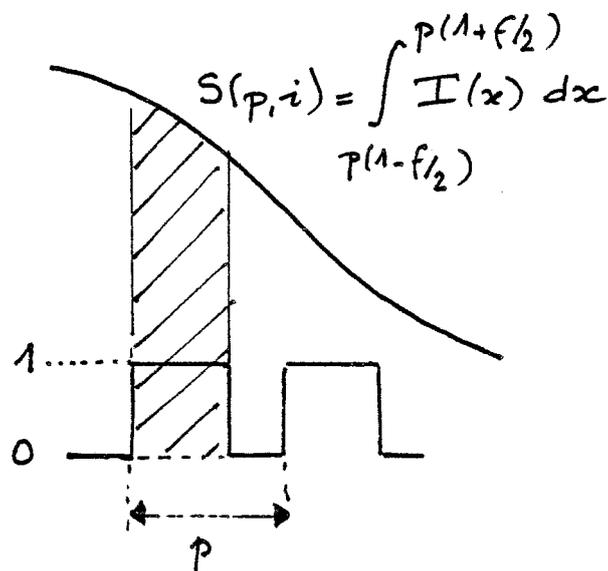
les problèmes de compensation du "fond" rencontrés lors de l'observation avec modulateur ont souvent été dominés par les instabilités de lecture de l'IRCCD. Dans la mesure où il est probable que la prochaine génération de mosaïques sera plus "stable" que celle dont nous avons disposé, il est important de comprendre la statistique spatio-temporelle du signal de fond de ciel. On a vu que nous n'avons pas fait de mesures systématiques mais il semble que cette émission du fond reste corrélée à mieux que  $10^{-3}$  près pour un angle de 30" et une fréquence de modulation de 13 Hz, à  $\lambda = 4.8 \mu\text{m}$ , au bout de quelques secondes de temps d'intégration.

APPENDICES

## APPENDICE A

Simulation numérique du bruit de phase introduit par l'échantillonnage d'une image dans le plan focal (correspondant au problème évoqué dans le § I.VII.2).

Soit l'image d'une source ponctuelle obtenue à travers un système optique dont la FTM introduit une coupure des fréquences spatiales au delà d'une certaine fréquence  $u_0$ . La simulation est faite pour une seule dimension seulement. Deux cas sont considérés, selon que l'image correspond à la réponse impulsionnelle du télescope (sans turbulence) ou de l'atmosphère (avec un temps de pose "long" (Chelli, 1979), en présence de turbulence). Dans le premier cas, on a approximé la fonction d'Airy par une fonction  $(\sin(x)/x)^2$ , et dans le deuxième, la tache de "seeing" en  $\exp(-(\alpha/\alpha_0)^{-5/3})$  est approximée par une fonction gaussienne. L'image est analysée par un détecteur comportant des pixels disposés au pas  $p = 1/u_e$  ( $u_e$  est la fréquence d'échantillonnage), avec un facteur de remplissage  $f$  (figure A.1).



- Figure A.1 -

Analyse de la distribution d'intensité  $I(x)$  par un ensemble de pixels disposés au pas  $p$ , avec un facteur de remplissage (linéaire)  $f \leq 1$ ). Dans cet exemple, la réponse des pixels est uniforme sur l'étendue de leur surface sensible.

Pour une position  $i$  donnée de la source sur le détecteur, le signal fourni par celui-ci est proportionnel à la somme:

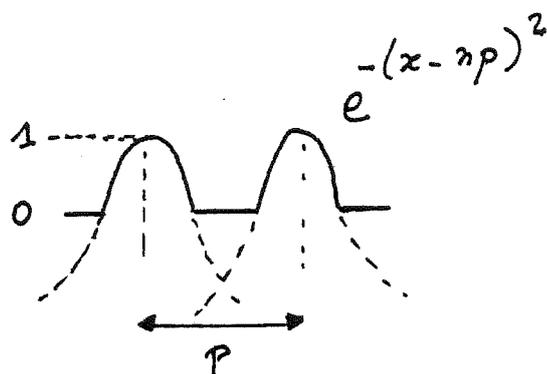
$$S(i) = \sum_i S(p,i)$$

La source est ensuite déplacée d'une fraction  $\Delta p$  de l'espace interpixel  $p$ , et le calcul est recommencé. On obtient ainsi une série de valeurs  $S(i)$  (une dizaine pour chaque modèle). On calcule alors le bruit de phase normalisé:

$$B_{\phi} = [\max(S(i)) - \min(S(i))] / \max(s(i))$$

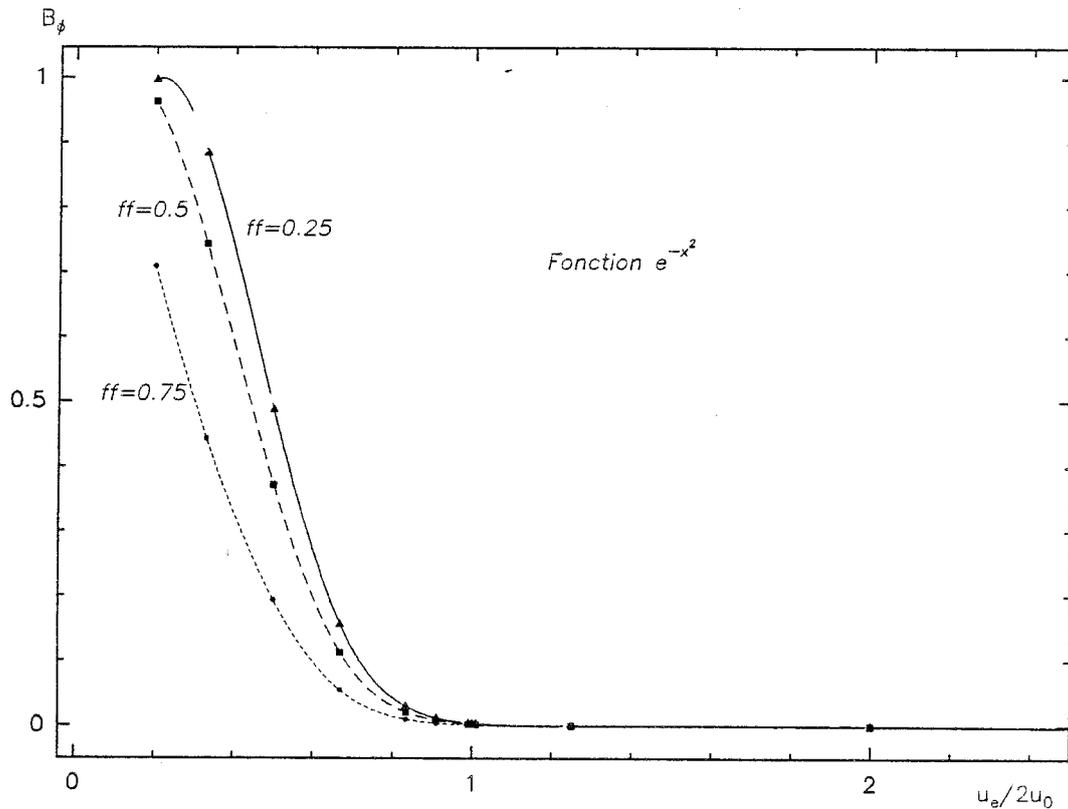
$B_{\phi}$  est maximum ( $= 1$ ) lorsque la source est alternativement détectée et non détectée, il est nul si  $S(i)$  est indépendant de  $i$ .

Les résultats présentés ci-dessous ont été obtenus pour des pixels de réponse uniforme (cf. figure A.1). Le résultat n'est pas modifié si on adopte un profil de réponse gaussien ("en cloche").



- Figure A.2 -

Profils de réponse de pixel gaussiens (coupe à mi-hauteur), qui correspondent mieux au cas de l'IRCCD (cf. § IV.VI). Le résultat du calcul n'est pas modifié, ce qui est cohérent avec le fait que la qualité de la mesure ne dépende que du pas d'échantillonnage.



- Figure A.3 -

Variation du bruit de phase  $B_\phi$  avec la fréquence d'échantillonnage  $u_e$  (par le biais du rapport  $u_e/2u_0$ , pour une réponse impulsionnelle donnée). Le cas de la fonction  $(\sin(x)/x)^2$  est présenté au chapitre I. Le résultat présenté ici concerne une fonction gaussienne, approximation de la tache de "seeing".

La transformée de Fourier d'une gaussienne étant une gaussienne, il n'y a pas ici de fréquence de coupure à proprement parler puisque  $\exp(-x^2)$  s'étend jusqu'à  $x \rightarrow \infty$ . C'est pourquoi la courbe  $B_\phi(u_e)$  est plus arrondie que dans le cas de  $(\sin(x)/x)^2$ . La "fréquence"  $u_0$  est ici définie par rapport à la largeur à mi-hauteur ( $1\sigma$ ) de la fonction  $\exp(-x^2)$ .

Dans le cas d'une image à spectre borné (sinc), la frontière entre le domaine "bien échantillonné" et le domaine "mal échantillonné" est très franche (cf. Chapitre 1). On vérifie ici que même pour un facteur de remplissage faible, le respect du critère de Shannon assure une analyse correcte ( $B_\phi < 10^{-3}$ ) de l'image dans le plan focal.

Les observations réalisées avec l'IRCCD correspondent plutôt à la simulation avec une image gaussienne. On peut également vérifier que le bruit de phase est inférieur à une partie pour mille lorsque le pas d'échantillonnage est inférieur à la demi-largeur à mi-hauteur de l'image d'une source ponctuelle, comme c'est le cas pour les observations présentées dans les chapitres IV et V.

## APPENDICE B

Variation du bruit de lecture et du NEP avec le coefficient de partition.

On suppose qu'on lit un nombre d'électrons  $N_{STK}$  en employant un système de lecture qui prélève une partie  $p_a \cdot N_{STK}$  de ces électrons. Dans le cas de l'IRCCD, la partition s'effectue au prorata des surfaces des électrodes concernées (du CCD:  $\Phi_{2p}$  et  $\Phi_{3p}$  d'une part, et du site de stockage GSTK d'autre part).

Ceci revient à dire que la capacité du détecteur est  $1/p_a$  fois plus importante lors du stockage sous GSTK et avec partition que lors du "stockage" (par transfert intégral) dans le CCD sans partition.

Soit  $N_{STK}$  la capacité maximum utile du site de stockage GSTK.

Soit  $t_i$  le temps d'intégration utile correspondant (limité par le flux de fond ou le courant d'obscurité).

Lecture avec partition:

$$\begin{aligned} \text{Bruit de signal: } &\rightarrow BN_1 = (N_{STK})^{1/2} \\ \text{Après transfert: } &\rightarrow BN_1' = p_a \cdot (N_{STK})^{1/2} \\ \text{Bruit de lecture: } &\rightarrow BL \\ \text{Bruit total: } &BT_1 = (BL^2 + p_a \cdot N_{STK})^{1/2} \end{aligned}$$

Bruit total ramené sous GSTK:

$$BT_1 = 1/p_a \cdot (BL^2 + p_a \cdot N_{STK})^{1/2}$$

Si le bruit de signal domine la lecture,  $BT_1$  ne dépend pas du coefficient de partition  $p_a$ .

et:

$$NEP_1 = (N_{STK} / t_i)^{1/2}$$

Lecture sans partition

La capacité de stockage est réduite: le temps d'intégration accessible également, soit  $t_i' = p_a \cdot t_i$  ( $p_a$  prend la valeur du paragraphe précédent).

Alors:

$$\begin{aligned} BN_2' &= BN_2 = (p_a \cdot N_{STK})^{1/2} \\ BT_2' &= BT_2 = (BL^2 + p_a \cdot N_{STK}) \end{aligned}$$

Si le bruit de signal domine la lecture:

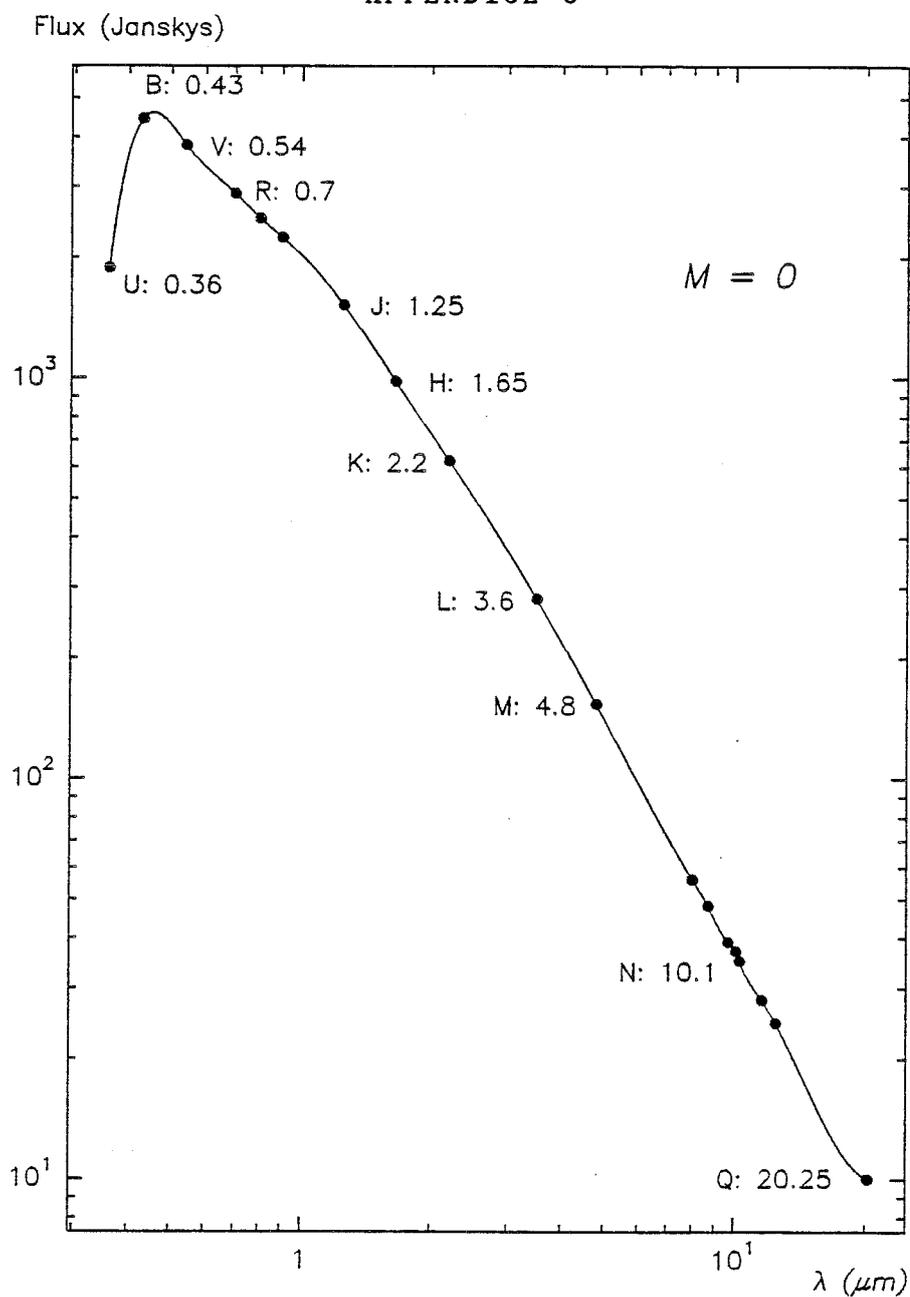
$$BT_2 = (p_a \cdot N_{STK})^{1/2} < BT_1$$

$BT_2$  est plus faible que  $BT_1$ , mais le temps d'intégration accessible est également plus faible. Le NEP n'est pas modifié:

$$NEP_2 = BT_2 / t_i^{1/2} = (N_{STK} / t_i)^{1/2} = NEP_1$$

Le NEP ne dépend pas du coefficient de partition lorsque la lecture est dominée par le bruit de signal.

## APPENDICE C



valeurs des flux (en Janskys) correspondant à la magnitude zéro dans les bandes du visible et du proche infrarouge (d'après E.E.BECKLIN).

APPENDICE D

A new infrared camera for the 2-5  $\mu\text{m}$  range  
paru dans Astronomy and Astrophysics, 172, 368

## A new infrared camera for the 2–5 $\mu\text{m}$ range\*

J.L. Monin<sup>1</sup>, I. Vauglin<sup>2</sup>, F. Sibille<sup>2</sup>, and L. Audaire<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de Grenoble, CERMO BP 68, F-38402 St. Martin-d'Hères, France

<sup>2</sup> Observatoire de Lyon, F-69230 St. Genis Laval, France

<sup>3</sup> LIR-LETI, CEA Grenoble, Avenue des Martyrs, F-38000 Grenoble, France

Received July 7, accepted August 14, 1986

**Summary.** We present a new 2–5  $\mu\text{m}$  infrared camera, using an hybrid  $32 \times 32$  HgCdTe/CCD array for seeing-limited resolution imagery. The performances are background-limited at 3.5  $\mu\text{m}$ , whereas the limiting sensitivity at 2.2  $\mu\text{m}$  has not yet been reached. The whole camera system is described; it provides a real-time 16/32 bits processor which appears to be indispensable for background-limited imagery. Preliminary observations made with this new instrument are presented and the first results are discussed.

**Key words:** instruments – infrared radiation

### 1. Introduction

A new generation of detectors is becoming available for astronomical imagery in the near infrared. They are based on two dimensional integrating arrays of detectors. The integrating sites of the detectors are multiplexed and sequentially readout with a unique output amplifier. Up to now, only a few experiments have been carried out on those devices and the field of this new infrared technology will undergo many improvements in the near future. The number of pixels in these arrays is still low compared with those available in "visible" CCD's (Mellier et al., 1986; Gudehus and Dennis, 1985) and most of the currently used infrared arrays are still prototypes. Previous papers refer to devices containing 1024 or less pixels (Broguiere, 1982; Forrest et al., 1985).

We present here a new camera for the 2–5  $\mu\text{m}$  spectral range, using a  $32 \times 32$  pixel array of HgCdTe photovoltaic detectors. The array was manufactured by the Laboratoire Infrarouge (hereafter LIR) of the Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique (LETI) at Grenoble. We present: the on-chip layout of the array (Sect. 2), the camera system (Sect. 3), the optics of the camera (Sect. 4), the results of laboratory tests (Sect. 5), and the first astronomical results obtained (Sect. 6).

### 2. The $32 \times 32$ detector array

We will consider separately the two parts of the "Hybrid Infrared Array" (HIA), metal-bumped in a sandwich structure: the array of detectors and the readout circuit.

*Send offprint requests to:* J.L. Monin

\* Based on observations made at the Observatoire de Haute Provence (CNRS)

#### 2.1. The array of detectors

The first part of the HIA is the detector itself, a  $32 \times 32$  array of HgCdTe photodiodes; the  $x$  coefficient of their chemical composition  $\text{Hg}(x)\text{CdTe}(1-x)$  is adjusted to provide an energy band gap of 0.25 eV and a corresponding 5  $\mu\text{m}$  long wavelength cutoff. Each diode is back-biased by a polarisation gate  $G_{\text{POL}}$ , all the  $G_{\text{POL}}$  gates being tied together. Incident infrared photons create "electron-hole" pairs which are collected by the electric field in the junction, resulting in a current flowing through the channel of an MOS transistor (the input stage), to be accumulated in the storage gate  $G_{\text{STK}}$ , during the integration time. This input MOS transistor yields impedance matching between the detecting diode and the storage gate (Fig. 1); the drain of this transistor is, in fact, the potential well generated by the positive bias of the storage gate  $G_{\text{STK}}$ , driving away the holes of the P-type substrate; this bias voltage  $V_{\text{STK}}$  determines the storage capacity of the pixel. During the integration phase,  $V_{\text{STK}}$  drifts from B to A (Fig. 2), forcing the input current  $I_D$  to decrease if the linearity limit is reached. This self-limiting effect of the input stage efficiently prevents saturation of pixels, and flooding of electrons into neighbouring pixels.

#### 2.2. The readout stage

Each input stage is connected to an input of the multiplexer: a regular four phase Charge-Coupled-Device (CCD), operated in a classical way, with an insulation pixel between two "charged" pixels. It consists of 32 parallel registers operating at a frequency  $F_p$  and of a serial register multiplexing the parallel registers to a unique output amplifier, at frequency  $F_s = 32 \times F_p$ . Each of the 32 input stages of one column of detectors is connected by a transfer gate  $\Phi_T$  to a parallel input of the parallel register corresponding to this column. All the  $\Phi_T$ 's are tied together and are normally "closed" (i.e.: non biased), except when the accumulated signal electrons have to be injected into the CCD, which is performed by a positive clock signal applied to the transfer gates, while the corresponding CCD gates are also positively biased. This causes the stored electrons to be shared between the storage and the CCD gates; then  $\Phi_T$  is pulsed back to 0 isolating again the CCD from the input stages. After the transfer, the readout is performed, while the storage sites are reset by another gate, to get them ready for the next integration phase. During the integration phase, all the clocks managing the readout cycle are blocked, to avoid clock noise injection from the readout stage into the detecting stage.

The main difference between this IRCCD and a "classical", visible CCD, lies in the way electrons are generated and stored into

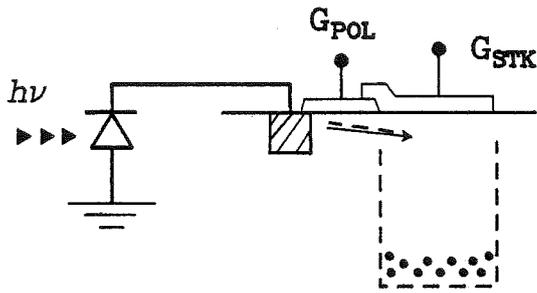


Fig. 1. The input stage of the HIA; the photodiode is exposed to the IR photons while being back-biased by  $G_{POL}$ ; the reverse current of the diode results into electrons which are physically stored in a "potential well" under  $G_{STK}$  gate

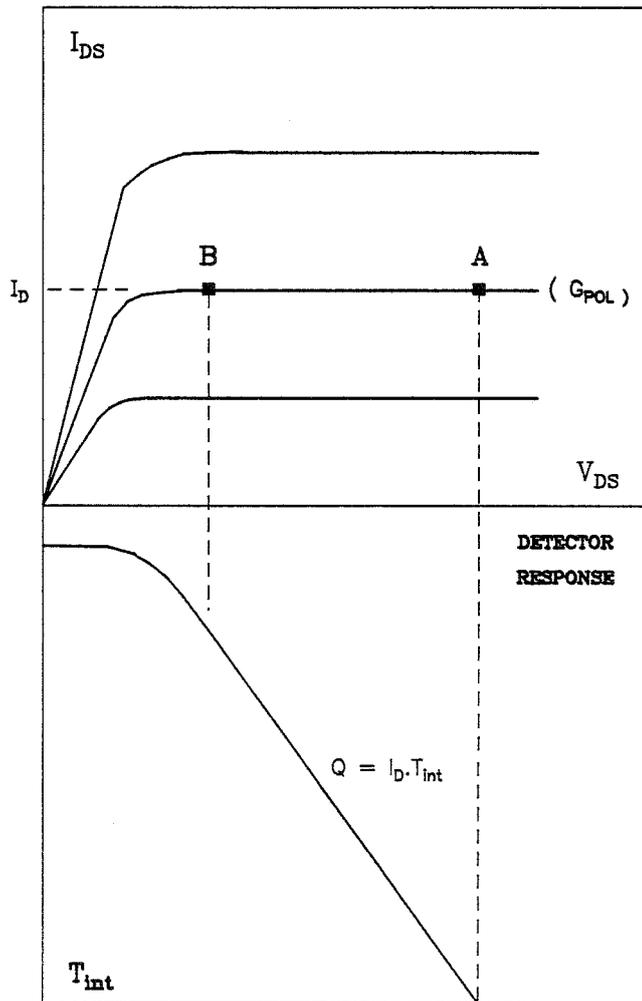


Fig. 2. Detector response related to the input MOS polarisation point, the input reverse current  $I_D$  being defined by the input MOS

the CCD to be shifted out. In a visible CCD, the CCD substrate itself is photosensitive, as the silicon cutoff of  $1 \mu\text{m}$  corresponds to the energy gap of  $1.12 \text{ eV}$  between the valence and the conduction bands; the CCD is then loaded, as a detection *and* readout device, during the integration phase, when the electrons are generated and accumulated under the CCD gates. In the IRCCD, due to the longer wavelengths we are concerned with, the photon energy is too low to generate electrons in the CCD itself; the electrons are

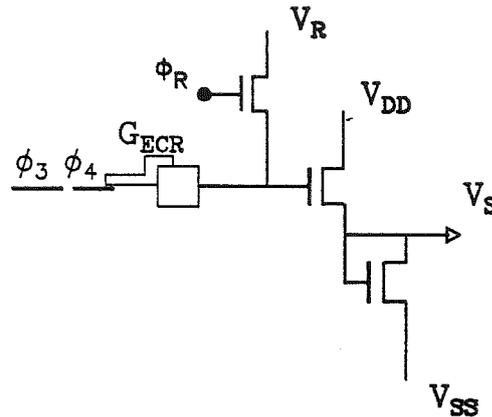


Fig. 3. The output stage, showing the output amplifier with its reset device;  $\phi_3$  and  $\phi_4$  are the "last" CCD gates

generated in the HgCdTe diode junction, as explained in Sect. 2.1, and accumulated under a specific storage gate ( $G_{STK}$ ); this storage stage represents the core of the detector sandwich structure; the CCD itself is loaded *after* the integration phase, during the transfer pulse of  $\Phi_T$ .

The total readout time is constant and set to  $16 \mu\text{s}$  per pixel (about  $16.4 \text{ ms}$  for the total array); this readout duration is quite a limiting parameter if one needs to code the output signal with a high number of bits (12 bits for this application but this might not be sufficient, see discussion in Sect. 5.4); the readout time is not totally negligible compared to the integration time, as it is in visible CCD observations and so reduces the observing efficiency (integration time to total time ratio).

### 2.3. The output stage

The output stage consists of an output capacitor  $C_s$ , performing the charge-to-voltage conversion, and of an output amplifier, of fixed gain  $G$ , providing impedance matching between  $C_s$  and the following electronics.  $C_s$  is the gate capacitance of a source follower MOS transistor (Fig. 3). We measure the ratio  $C_s/G = 0.25 \text{ pF}$  by electrical injection of known charge packets controlled by the gate voltage  $V_{inj}$  of the serial input of the serial register, knowing the gate geometry, and measuring the slope  $V_s/V_{inj}$ ,  $V_s$  being the output signal. This low value of the equivalent output capacitance  $C_s/G$  allows for high output voltage level (about 5 volts) for a full bucket of  $2 \cdot 10^7$  electrons (derived from the gate geometry and  $V_{STK}$ ). The relatively wide range of output voltage allows use of the CCD without any other amplifier. The signal is clamped to the CCD baseline before digitisation with a 12 bit Analog to Digital Converter (ADC). This clamping circuit provides a good immunity against low frequency noise or against baseline shifts, and is equivalent to a correlated double sampling.

## 3. The camera system

Figure 4 shows a block diagram of the camera. The array is mounted in a dewar which can be cooled with liquid nitrogen or helium. This dewar is equipped with a cold lens and a filter wheel containing the standard atmospheric window filters and a CVF; the dewar also contains some "hot" electronics, like the clamping circuit. The dewar is set on a stand off which can be attached at the Cassegrain focus of the telescope, and contains the re-imaging

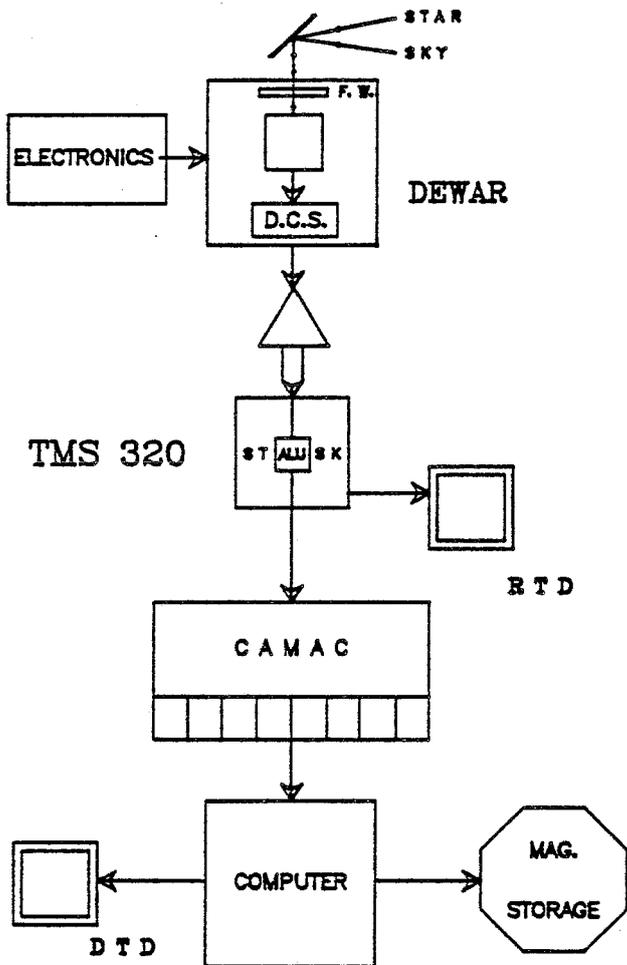


Fig. 4. Block diagram of the camera showing the dewar and the electronics set attached to it; the preprocessing stage drives the STar and SKy buffers and sends data to the Real Time Display (RTD) system and the CAMAC interface module. The Delayed Time Display (DTD) is managed by the main HP computer

optics and the chopping mirror. The CCD control electronics set is located in a box also attached to this stand off in the near vicinity of the dewar, in order to reduce noise pick up in the bad electromagnetic environment of the telescope.

This box also includes the 12 bit ADC and a 16/32 bit TMS 320 pre-processor, associated with the chopping mirror. This processor is one of the main stages of the data acquisition system (Petmezakis, 1986); it recognizes when the chopper points to the source or to the sky; it drives two 1K-16 bits buffers (STar and SKy) where it stores 8 CCD images (alternatively obtained on the source and on the sky); when the buffers are full, the processor sends the source image, corrected for the sky contribution (that is: STar-SKy), to a CAMAC interface, driven by a HP 1000 computer. All these operations are executed in real time so that they are transparent to the main computer operation. This processor is of great help to increase the observation efficiency (actual integration time to observing time ratio), which tends to be reduced by the relatively short integration times used at  $\lambda > 3 \mu\text{m}$ . The CAMAC interface module stores up to eight 16-bit images and then transfers them to the computer, where the data can be accumulated throughout the observation time; the HP 1000 records all the images on magnetic tapes. The processor also drives a display system with real time "sky corrected" images. This display system is of unvaluable help for setting the camera, focusing, alignment, etc. . . and allows to visualize IR sources down to  $m_L = 2$ ; this is very useful for daylight observing when visible TV guiding system cannot be used anymore.

The CAMAC-HP 1000 system will soon be replaced by a portable autonomous acquisition system under development, based on a 68000 processor.

#### 4. The optics

Figure 5 shows a layout of the optics of the camera consisting of a flat mirror (1) catching the  $f/15$  beam of the telescope, and of two spherical mirrors; the first one (2) re-images the telescope pupil onto the flat mirror of the chopper (3), which is placed at the focus of the second spherical mirror (4) to give a pupil image at infinity; mirror (4) also gives an image of the field  $\mathcal{F}$  located about 10 cm

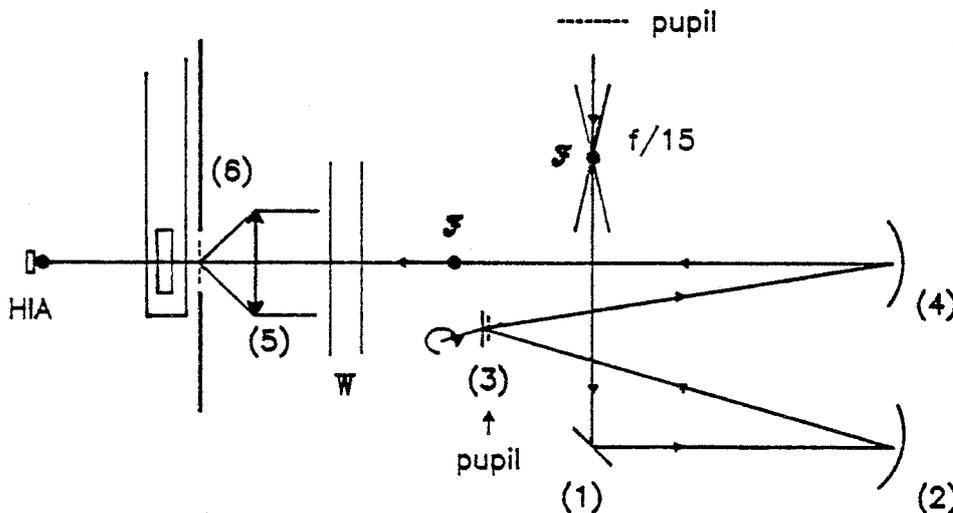


Fig. 5. Optical layout of the camera; see text for details

ahead of the window of the dewar. The whole set is about 5 deg off axis so that the image quality is not degraded. The window of the dewar (W) is in  $\text{CaF}_2$ , which yields 95% transmission up to 9  $\mu\text{m}$ . The cold lens (5) in the dewar reimages the pupil on a cold diaphragm (6) to suppress the excess background due to the primary mirror environment, and the field image onto the array. The filter wheel (F.W.), is mounted just behind the cold diaphragm. With an  $f/15$  telescope beam, the objects yields a one arcsec per pixel plate scale on the array, so the field of the HIA is a square of  $32 \times 32 \text{ arcsec}^2$ , allowing seeing limited resolution imagery on extended objects.

## 5. Characteristics of the detector

### 5.1. Dark current

Operating the HIA at liquid or solid nitrogen temperature, we obtain dark currents of the order of  $10^{-13} \text{ A}$  for most pixels. However, the dark current is not quite uniform across the array and the integration time is limited to a few seconds (up to ten), by the worst dark currents. This is not a problem when we use the HIA in high background applications, but it could be a limitation for high resolution spectroscopy, where the background flux is much less. The dark current at 77 K (liquid  $\text{N}_2$ ) and at 60 K (solid  $\text{N}_2$ ) are the same within a factor of two. This dark current limitation could be explained by surface leakage currents due to the geometry of the diodes (Bock, R., private communication.) Another limiting effect arises from the existence of pixels with high dark currents: they present an anomalously high low frequency noise which results in meaningless signals on those pixels in the total accumulated image. This "detector compensation problem" will be reduced when using a fast tilting chopper mirror.

### 5.2. Filling factor and quantum efficiency

The pixel size of the HIA is  $50 \times 50 \mu\text{m}$  on  $70 \mu\text{m}$  centers, yielding a filling factor of 50%. Several solutions have been proposed to cure the effects of this low filling factor, such as the use of an array of micro-lenses in front of the detectors. However, this particular HIA was not specifically designed for Infrared Astronomy application; we do not intend to proceed with the micro-lenses solution because future optimised arrays will provide filling factors larger than 70% [which is already the case for the  $32 \times 32 \text{ CID}$  used by the Observatoire de Meudon and the CCD device of the University of Rochester (Forrest et al., 1985)].

Knowing the detector geometry, and having the array staring at a black body of known temperature, we determine the "absolute" quantum efficiency  $\eta$  of the  $\text{HgCdTe}$  array coupled to the CCD.  $\eta$  is theoretically limited to 70% by the  $\text{CdTe}$  front surface reflection coefficient (0.3). We measured quantum efficiency up to 60% at  $\lambda = 3.5 \mu\text{m}$ ; this yields an equivalent quantum efficiency of 30%, taking into account the 50% filling factor. This value is quite constant with wavelength and across the array, except for a "column effect" due to the structure of the HIA. However, this effect does not exceed 10% of the mean detector response and should be corrected in newer versions of the HIA; it can be completely eliminated by proper flat fielding and by post processing of the images.

### 5.3. Noise

One of the most critical parameters of an infrared detector is the readout noise, to be compared with the "signal noise", i.e. the

quantum noise of the background photons in high background applications; this latter noise is prominent for  $\lambda > 3 \mu\text{m}$ . Operating the HIA at full well capacity ( $2 \cdot 10^7$  electrons), with a high background or with a long integration time, the noise at the output level is 4000 electrons RMS. Then our 12 bit ADC is sufficient since it satisfies the condition  $2^n > (N_{\text{sat}})^{1/2}$  ( $n$  = number of bits of coding,  $N_{\text{sat}}$  = full well capacity), required to keep the quantization error negligible with respect to the signal noise. When the full well capacity is not reached, like at  $2.2 \mu\text{m}$ , or with short integration time, the performances of the device may be limited by the read noise of the "output stage". This noise is certainly less than 1500 electrons, but was difficult to estimate with our present 12 bit ADC which provides 1 LSB for 2000 electrons. Indeed, for the operation of this system at  $2.2 \mu\text{m}$ , using a 13 or 14 bit ADC is a priority improvement to be made in the near future.

A first analysis shows that this array has less than 5 "dead" pixels, that is pixels which do not detect any photons. We have found a few other "noisy-dead pixels", that is pixels with an excess of low frequency noise, and presenting significant output difference between the "star" and the "sky" pointing. Those pixels have to be eliminated by observing in a slightly different direction of the sky, or by replacing, in the image processing, the measurement of those pixels by the mean value of the measurement of their neighbouring pixels.

### 5.4. Transfer inefficiency

During the readout, when a charge bucket  $Q$  is transferred from one CCD electrode to another, a charge  $(1 - \epsilon) \cdot Q$  is actually transferred while a charge  $\epsilon \cdot Q$  remains back and contributes to the signal of the following pixel.  $\epsilon$  is the "Transfer inefficiency" of the CCD; it produces cross-talk between adjacent pixels, which tends to blur point sources. The value of  $\epsilon$  depends on the temperature of the detector, the transfer frequency and the amount of charge carried by the CCD. The frequency dependence of  $\epsilon$  produces some asymmetry in the blurring of the images, as the serial register operates 32 times faster than the parallel registers. The low temperature required for the limitation of the dark current in the infrared detector is also a degrading factor for  $\epsilon$ ; the CCD itself requires temperatures higher than 35 K to operate properly and "freezes" below 30 K (that is, does not transfer electrons any more, whatever the conditions). The dependence of  $\epsilon$  with  $Q$  may result from some atomic traps at the interface between the CCD gates and the silicon of the substrate, like crystal dislocations or non-ionized impurities, where electrons are retained during the transfer and released later. However, the most important "bad" parameter of  $\epsilon$  is the value of the corresponding charge  $Q$ , as long as the HIA works at  $T > 40 \text{ K}$ , and with reasonable transfer frequency; this phenomenon is the most important when working with low background conditions, i.e.  $Q \sim 0$ . In this case we adopted a non-zero reset method to artificially create charges into the storage sites; this realizes an electrical flashing of the detector and provides the necessary electrons to reach good transfer efficiency.

### 5.5. NEP and performance

For a detector of equivalent quantum efficiency  $\eta_{\text{eq}}$ , of rms noise  $N_r$  and with an integration time  $T_i$ , the NEP in one second is given by:

$$\text{NEP} = N_r \cdot h \cdot \nu / (\eta_{\text{eq}} \cdot T_i^{1/2})$$

As presented in Sect. 5.3, the readout noise is slightly less than the quantization noise. We take 1500 electrons as our readout noise to estimate the performance at low background. Observing at higher wavelength ( $L$  or  $M$  filter), we are background limited, as the photon noise ( $N^{1/2}$ ) dominates all other noises in the system; we operate the CCD near 3/4 full buckets, into the linearity range of the detectors, so the photon noise is of the order of 4000 electrons. The optics described in Sect. 4 permits integration times up to 600 ms at  $\lambda = 3.5 \mu\text{m}$  and 150 ms at  $\lambda = 4.8 \mu\text{m}$ . We adopt  $T_i = 3 \text{ s}$  for observing at  $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ . Using the formula given above, we find:

$$\text{NEP}(2.2 \mu\text{m}) = 6 \cdot 10^{-16} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$$

$$\text{NEP}(3.5 \mu\text{m}) = 9 \cdot 10^{-16} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$$

$$\text{NEP}(4.8 \mu\text{m}) = 1.5 \cdot 10^{-15} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$$

Extrapolating these results to one hour of observing time on a 2 m telescope, we find a one sigma sensitivity of  $m_K = 19.5$ ,  $m_L = 17$ ,  $m_M = 15.5$ .

## 6. Observations

### 6.1. Data reduction

We first used this camera in October 85 at the Cassegrain focus of the 193 cm telescope of the Observatoire de Haute Provence. These observations were done without the chopper shown in Fig. 5, using a "telescope chopping", of 30" to 60" amplitude. As a trade-off between observation efficiency and background compensation, we chose to measure the sky emission every minute or every 30 s, depending on the wavelength. The plate scale provided by the optics was one arcsec per pixel pitch (Sect. 4). The "BEAM" size on the maps shows the pixel sensitive surface (filled square) and the pixel pitch (empty square); as an indication of the actual beam size, the dotted circle corresponds to the spot obtained on an unresolved infrared star. In the case of observations made at OHP, the spatial resolution was limited by the atmospheric turbulence.

The 50% filling factor reduces the quantum efficiency and may introduce phase noise if the focal plane is not correctly sampled, as the light falling outside of the sensitive surface is ignored. When the HIA correctly samples the focal plane image (with respect to the telescope spatial cutoff frequency), the filling factor  $FF$  introduces a correction coefficient ( $= 1/FF$ ) to be applied to the light measured by the HIA. For our ground-based observations, we have used the HIA during nights with 1-2" seeing, so that our plate scale of one arcsec per pixel pitch correctly sampled the incident image. Then, we measured the incident light with an equivalent quantum efficiency  $\eta_{eq} = FF \cdot \eta$ , with a seeing limited resolution of about 2".

The first observation run of this new infrared camera was essentially performed to qualify the whole system on the sky and to investigate the possibility of making infrared images with this system. We did not check routinely the calibration on a standard star during the night. In order to check the photometric quality of images, we proceed in two steps: first, we consider all the known (measured in the lab) parameters of the camera and we adopt "reasonable" values for the unknown ones (such as the transmission of the atmosphere and of the telescope); then we compare our results with previous measurements given in the literature. This permits to estimate the quality of this calibration (if necessary, we apply a corrective factor to the image

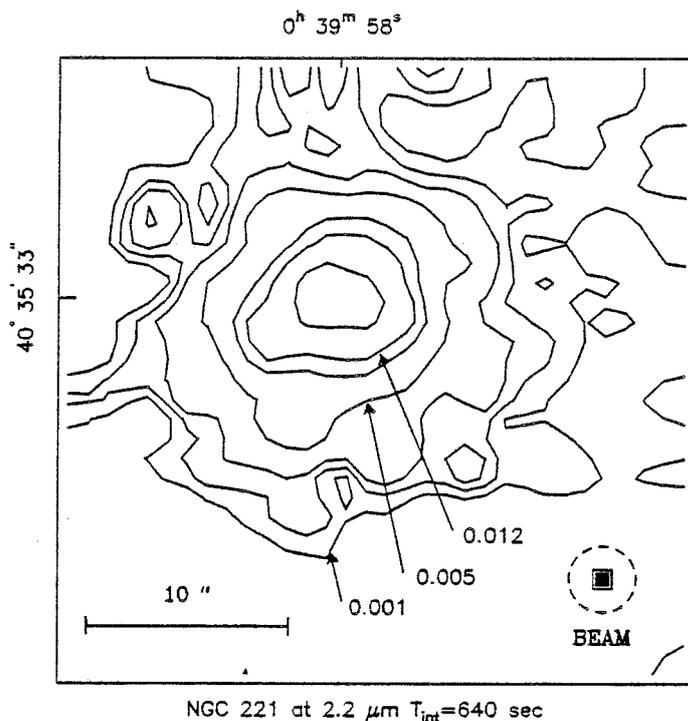


Fig. 6.  $2.2 \mu\text{m}$  map of NGC 221, smoothed to a 3" resolution. The high water vapor level on the corresponding observation night, forbids to give a precise calibration of the map. Contour levels are in arbitrary units. If we calibrate a posteriori our map on the data of Penston and Penston 1973, for a 15" beam, we obtain 1 Jansky per unit

measurements to reach the previous published values). This procedure allows us to calibrate the signal from all the weakest members of a cluster by comparison with the value of the signal on the brightest source of this cluster.

The maps were calibrated by considering that the beam size was essentially defined by the size of the seeing disk, taking a 50% filling factor and a total transmission (atmosphere + optics) of 30%. The good agreement between our measurements and the photometric data obtained with other techniques makes us think that it will soon be possible to do not only excellent imagery but correct photometry with such a device.

### 6.2. Results

We present some of the maps we obtained in October 85 that have been calibrated and corrected for flat-fielding. Most of the processing has been done by one of us (J.L.M.), using the Grenoble Image and Line Data Analysis System (GILDAS) developed by S. Guilloteau and P. Valiron. These maps must still be considered as "test" maps as they represent the first glance at the sky with this HIA but they clearly show the improvement that infrared imagery will get from using such an array of detectors.

#### 6.2.1. The galaxy M 32

We observed M 32 (NGC 221) at  $2.2 \mu\text{m}$ ; this galaxy has an integrated magnitude of  $K = 7$  (Penston and Penston, 1973) and we detected it in 10 min of integration, over about a quarter of the array. Extrapolating this result to the one-second sensitivity, gives a limiting magnitude of  $K = 10$  in one second over one pixel. If we take the  $1\sigma$  level on the background field, it yields a limiting

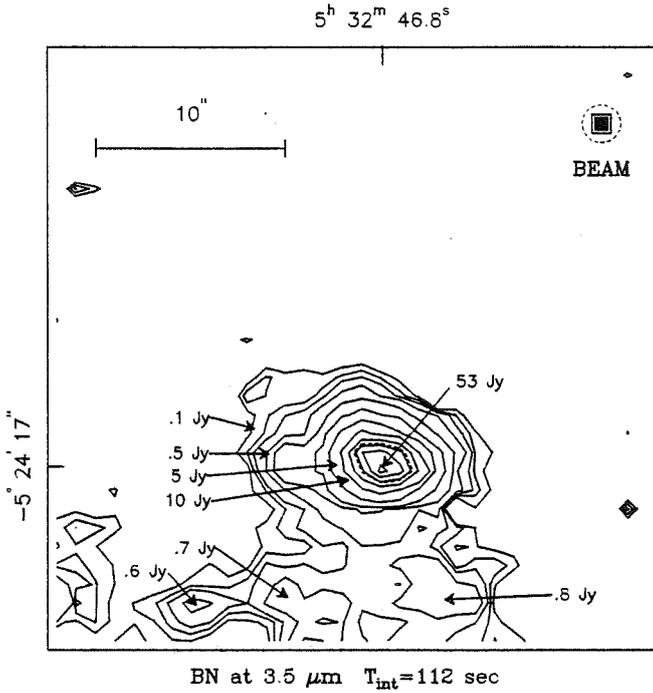


Fig. 7. 3.5  $\mu\text{m}$  map of BN cluster; contours are in Janskys; the first 0.1 Jy contour is at more than  $5-\sigma$ . Contour values are: 0.1, 0.2, 0.3; 0.5, 1.0, 1.5; 5; 10, 20, 30, 40 Jy; the dashed contour indicates the Half Power Full Width on the BN source; Peak values are indicated for BN (53 Jy), IRC2 (0.6 Jy), and IRC3 (0.8 Jy); there appears to be additional "peak" emission in the clumpy extended emission to the south of BN. Our data agree within better than 20% with the fluxes published by Wynn-Williams et al. (1984)

magnitude of  $K=9.8$ ; however, one can see that the image presented here is still noisy, and this may be related to those low frequency fluctuations discussed above (Sect. 5.1); we expect that this will be reduced when using a chopping mirror technique. To reduce this noisy aspect of the image, we have applied a filtering algorithm to it, using a gaussian profile of a two pixel width, reducing the angular resolution to about 2 or 3". This is indicated by the "BEAM" represented on the NGC 221 map. From a strict signal-to-noise-ratio point of view, the pointlike feature at the N-E of the core of NGC 221 seems definitely real, but still strange in an elliptical galaxy. It deserves further investigation as, for the time being, we cannot rule out a spurious effect in the flat-field or dark current correction.

6.2.2. The BN cluster

The infrared cluster around BN was observed at 3.5 and 4.8  $\mu\text{m}$ , where the sky emission is important and has to be properly subtracted. The 3.5 image shows the BN object with the sources IRC2 and IRC3, as well as some extended emission all over the southern region of BN. The beam size is indicated as well as the HPBW of the BN object (dashed contour), which can't be resolved at this wavelength with our spatial resolution. The extended emission to the south of the BN object appears to be really clumpy, two of these clumps being IRC2 and IRC3. We did not see any extended emission down to 0.1 Jy per beam between BN and IRC9 (which is just up the map). From the first contour of 0.1 Jy at the three sigma level, we deduce an NEP of 0.3 Jy per pixel in one second, or an  $L$  magnitude of 7.5 in one second.

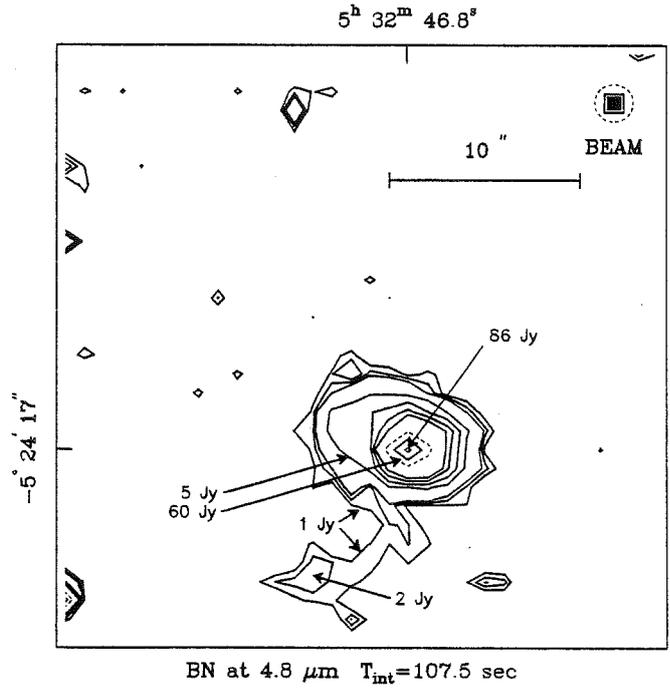


Fig. 8. 4.8  $\mu\text{m}$  map of BN object. The first contour is at 1 Jy and is at more than  $5-\sigma$  level. Peak value on BN and dashed contour have the same meaning as for the 3.8  $\mu\text{m}$  map. Our measurements agree within better than 20% with the values published by Chelli et al. 1984.

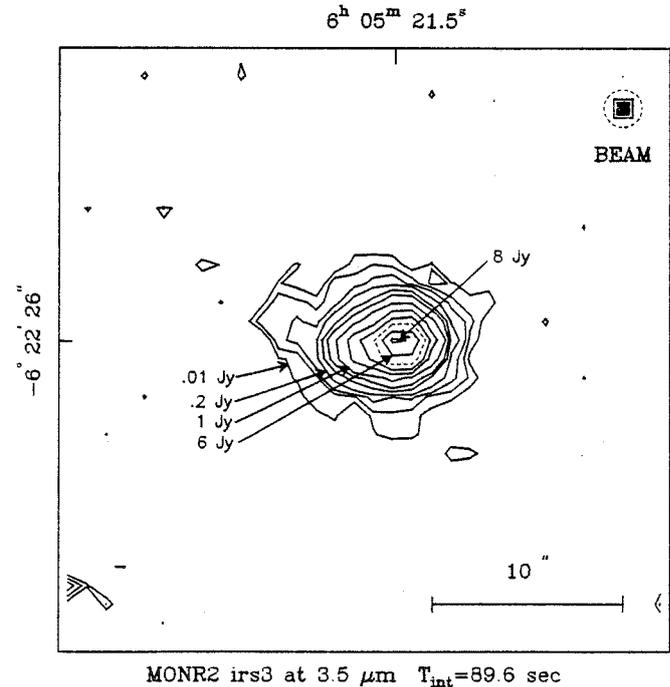


Fig. 9. 3.5  $\mu\text{m}$  of the source IRS3 in MONR2; contour levels are: 0.01, 0.02, 0.03; 0.2, 0.3, 0.4; 1, 2, 3; 6; 8 Jy

The 4.8  $\mu\text{m}$  image of BN was obtained in a hundred seconds of integration time and shows less details than the previous one. IRC2 is apparent while IRC3 is not so prominent. The BN object is not resolved at this wavelength with our spatial resolution, while IRC2 shows some extended emission. However, the first contour

at 1 Jansky on our map is clearly significant and the  $1\sigma$  detection level is much less than this value. At this level of detection, the extended emission around BN just appears but still stays confused, probably due to a bad compensation of the sky emission with this integration time.

### 6.2.3. Mon R2

We made a map of the infrared source IRS3 in Mon R2 at  $3.5\ \mu\text{m}$ . Here again, the bright source is unresolved and we detected the extended emission around IRS3 down to  $0.01\ \text{Jy}$  in  $89.6\ \text{s}$  (three sigma level); this yields an NEP of  $0.03\ \text{Jy}$  per pixel in one second, or an  $L$  magnitude of 10. We detected very weak extended emission to the N-E of IRS3, which is just in the direction of the bipolar flow of IRS3, detected by Bally and Lada (1983), and might be its infrared counterpart. The luminosity of this emission in the  $L$  band is about  $1\ L_0$ , at a distance of  $2\ \text{kpc}$ .

## 7. Conclusion

We have presented a new infrared device which can make images at infrared wavelengths as CCDs do in the visible range. This device shows extremely interesting characteristics: very high sensitivity, relatively low dark current and uniform response. It seems well adapted for observations at high background level due to its high storage capacity. Although its filling factor is not optimum, its excellent quantum efficiency (up to 60%) makes it suitable for seeing-limited imagery. We have introduced in our acquisition system a real-time processor which increases the acquisition efficiency near 100%. This processor is particularly welcome in observations at  $\lambda > 3\ \mu\text{m}$ , where integration times are very short; it will be of invaluable help in the  $8\text{--}13\ \mu\text{m}$  range camera, under development.

We obtained images with a high dynamic range (about 1000 in some cases), and a resolution that was only limited by atmospheric conditions and was approaching one arcsec per beam (pixel). We have mapped previously known infrared sources, finding reasonable agreement with previous results given in the literature. We have made a map of NGC 221 in about half an hour working time, with  $3''$  resolution, on a  $30 \times 30\ \text{arcsec}^2$  field, at  $2.2\ \mu\text{m}$ . This device appears particularly appropriate for mapping extended weak sources such as galaxies and IRAS has shown that there are a lot

of infrared galaxies to be mapped at the wavelengths accessible to this device. The possibility of observing extended sources as a whole in the same time makes the HIA a powerful tool to detect point sources in infrared clusters such as BN or other objects where star formation occurs. We have observed a bipolar source in Mon R2, and possibly detected an infrared counterpart of the IRS3 outflow.

The array used in our work is still experimental and we expect a lot of progress to be made in this technological field, such as the increase of the filling factor, and a better uniformity of the dark current across the array. We can extend the field of utilisation of this device down to the low background applications by doing integration directly into the CCD and using "fat zero" injection.

*Acknowledgements.* We wish to thank many people for their help during the realization of this camera: M.H. Lassalle for her assistance in the data acquisition program, P. Petmezakis who developed the processor box, the staff of the Observatoire de Haute Provence for its help during the observation and S. Guilloteau for his help in data post processing. We are indebted to the staff of the Laboratoire Infrarouge of the Observatoire de Meudon for precious advice and help, during the first phase of this work. We want to thank the D.G.A. and D.R.E.T. who gave us the authorization to use the HIA, and the staff of the LETI/LIR for invaluable assistance during this work.

## References

- Bally, J., Lada, C.J.: 1983, *Astrophys. J.* **265**, 824  
 Boch, R.: 1985 (private communication)  
 Broguiere, D.: 1982, Interferometrie des tavelures en Infrarouge proche avec un CID In Sb  $32 \times 32$ , Rapport de stage de DEA  
 Chelli, A., Perrier, C., Lena, P.: 1984, *Astrophys. J.* **280**, 163  
 Forrest, W.J., Moneti, A., Woodward, C.E., Pipher, J.L.: 1985, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **97**, 183  
 Gudehus, D.H., Dennis, J.H.: 1985, *Astron. J.* **90**, 130  
 Mellier, V., Cailloux, M., Dupin, J.P., Fort, B., Lours, C., Picat, J.P., Tibolles, P.: 1986, *Astron. Astrophys.* **157**, 96  
 Penston, M.V., Penston, M.J.: 1973, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **162**, 359  
 Petmezakis, P.: 1986, Thesis C.N.A.M. Grenoble  
 Wynn-Williams, C.G., Genzel, R., Becklin, E.E., Downes, D.: 1984, *Astrophys. J.* **281**, 172

## REFERENCES

- Allen, A., Thomas A.C.: 1983, M.N.R.A.S. 203, 777
- Allen, D., Barton, J: 1981, Publ. Astron. Soc. Pacific 93, 381
- Allen, G.W.: 1973, "Astrophysical Quantities", Athlone Press, Londres.
- Beichman, C.A., Becklin, E.E., Wynn-Williams, C.G.: 1979, Astrophys.J. 232, L47
- Becklin, E.E., Neugebauer, G.: 1967, Astrophys.J. 147, 799
- Bensammar, S.: 1978, Astron. Astrophys. 65, 199
- Berger, J.L, Blamoutier, M., Coutures, J.L., Descures, P. et Thenoz, Y.: 1980 "Les dispositifs à transferts de charge", Revue technique Thomson-CSF 12
- Blaauw, A., Hiltner, W.A., Johnson, H.L.: 1959, Astrophys.J. 130, 69
- Bracewell, R.: 1965, "The Fourier Transform and its Applications", Mc Graw-Hill.
- Broguières, D.: 1982, Rapport de stage DEA.
- Carleton, N. Ed.: 1974, "Methods of experimental Physics", Academic Press, New York.
- Chelli, A.: 1979, Thèse de troisième cycle, Université PARIS VII.
- Conwell, E.M.: 1958, Proc. I.R.E. 46, 1281

Dereniak, E.L. and Crowe, D.G.: 1984, "Optical radiation detectors", Wiley Ed., New York.

Dyck, H. Howell, R.R.: 1982, A.J. 87, 400

Emerson, D.T., Klein, U., Haslam, C.G.T.: 1979, Astron. Astrophys. 76, 92

Evans II, N.J., Becklin, E.E., Beichman, C.A., Gatley, I., Hildebrand, R.H., Keene, J., Slovak, M.H., Werner, M.W., Whitcomb, S.E.: 1981, Astrophys.J. 244, 115

Fauconnier, T.: 1983, Thèse de Doctorat, Université PARIS SUD.

Forrest, W.I., Moneti, A., Woodward, C.E., Pipher, J.L., Hoffman, A.W.: 1985, Publ. Astr. Soc. Pacific 97, 183

Forrest, W.J., Pipher, J.L., Stein, W.A.: 1986, Ap.J 301, L49

Forrest, W.J., Shure, M.A.: 1986, Ap.J 311, L81

Fournet, G.: 1970, "Signaux et Systèmes", DUNOD.

Gezari, D.H., Tresch-fienberg, R., Fazio, G.G., Hoffmann, W.F., Gatley, I., Lamb, G., Shu, P., Mc Creight, C.: 1986, Ap.J 299, 1007

Glass, I.S.: 1974, M.N.R.A.S. 33, 53

Hereld, M., Harper, D.A.: 1986, proceedings SPIE 627, 408

Ho, P.T.P., Moran, J.M., Rodriguez, L.F.: 1982, Astrophys.J. 262, 619

Hugues, V.A., Wouterloot, J.G.A.: 1982, Astrophys.J. 276, 204

Johnson, H.L., Mitchell, R.I., Iriarte, B., Wisniewski, W.Z.: 1966, Comm. Lunar Planet Lab. 4, 99

Kittel, C.: 1967, "Introduction to solid state Physics", John Willey Ed., New York (2<sup>e</sup> Ed).

Kleimann, D.E., Low, F.J.: 1967, *Astrophys.J.(Letters)* 149, L1

Koppenaar, K., Sargent, A.I., Nordh, L., van Duinen, R.J., Aalders, J.W.G.: 1979, *Astron. Astrophys.* 75, L1

Korneef, J.: 1983, *Astron. Astrophys. Supp. Ser.* 51, 489

Lacombe, F., Léna, P., Rouan, D.: 1987, Preprint; "Workshop on ground based observations with two dimensionnal infrared detectors", Hawaii.

Lacombe, F.: 1986, thèse de Doctorat, Université PARIS VII.

Lanir, M., Wang, C.C., Wander-wyck, A.H.B.: 1978, *Appl. Phys. Lett.* 34, 50

Léna, P.: 1986, "Méthodes physiques de l'observation", InterEditions/Editions du CNRS.

Lenzen, R., Hodapp, K.-W., Solf, J.: 1984, *Astron. Astrophys* 137, 202

Lonsdale, C.J., Becklin, E.E., Gatley, I., Lee, T.J., Steward, J.M.: 1982, *Astron.J.* 87, 1819

Mariotti, J.M.: 1981, thèse de troisième cycle, Université PARIS VII.

Mellier, Y., Cailloux, M., Dupin, J.P., Fort, B., Lours, C., Picat, J.P., Tilloles, P.: 1986, *Astron. Astrophys.* 157, 96

Monin, J.L., Vauglin, I., Sibille, F. and Audaire, L.: 1987, *Astron. Astrophys.* 172, 368

Monin, J.L., Vauglin, I., Sibille, F., Merlin, P.,

Guilloteau, S.: 1987, Preprint; "Workshop on ground based observations with two dimensionnal infrared detectors", Hawaii.

Orias, G., Hoffman, A.W., Casselman, M.F.: 1986, proceedings SPIE 627, 408

Pagani, L.: 1986, Thèse de Doctorat, Université PARIS VII.

Papoular, R.: 1983, Astron. Astrophys. 117, 46

Penston, M.V., Penston, M.J.: 1973, M.N.R.A.S. 162, 359

Petmezakis, P.: 1986, Thèse CNAM, Grenoble.

Picimbono, B.: 1971, "Introduction à l'étude des signaux et phénomènes aléatoires", DUNOD.

Rieke, G.H., Low, F.J., Kleimann, D.E.: 1973, Astrophys.J.(Letters) 186, L7

Rodriguez, L.F., Moran, J.M., Ho, P.T.P., Gottlieb, E.W.: 1980, Astrophys.J. 235, 845

Rybicki, G.B., Lightman, A.P.: 1979, "Radiative Processes in Astrophysics", J.Wiley Ed., New York.

Sargent, S.A.I.: 1977, Astrophys.J. 218, 736

Sibille, F., Stefanovitch, D.: 1981, Revue Physique Appliquée.

Sibille, F., Chelli, A., Léna, P.: 1979, Astron. Astrophys. 79, 135

Sze, S.M. and Irvin, J.C.: 1966, Solid state electron. 9, 143

Sze, S.M.: 1969, "Physics of semi-conductor devices", Willey Ed.

Torrelles, J.M., Ho, P.T.P., Rodriguez, L.F., Canto, J.:

1985, *Astrophys.J.* 288, 595

Tresch-Fienberg, R., Fazio, G.G., Gezari, D.H.,  
Hoffmann, W.F., Lamb, G.M., Shu, P.K., Mc Creight, C.R.:  
1987, *Ap.J* 312, 542

Vapaille, A.: 1970, "Physique des dispositifs à  
semi-conducteurs", Masson et C<sup>o</sup>.

Vauglin, I., Monin, J.L., Sibille, F.: 1987, Preprint;  
"Workshop on ground based observations with two dimensionnal  
infrared detectors", Hawaii.

Weliachev, L., Emerson, D.T., Forveille, T., Bieging, J.H.,  
Wright, M.C.H., Ellder, J.: 1985, *Astron. Astrophys.* 153,  
139

Williams, O.M.: 1986, *Infrared Phys.* 26, 141 et 155

Wolfe, W.L., Zissis, G.J. Ed.: 1978, "The Infrared  
Handbook"

Wynn-Williams, C.G., Genzel, R., Becklin, E.E., Downes, D.:  
1984 *Astrophys.J.* 281, 172

Zucchino, P., Lowrance, J.L., Walker, J.: 1980, *Applied  
Optics* 19, 14

Et vous trouvez ça drôle ?

*Murphy's first Law:*

If there is a possibility of several things going wrong, the one that will cause the most damage will be the one to go wrong.

*Murphy's Law of thermodynamics:*

Things get worse under pressure.

*O'Toole's commentary on Murphy's Law:*

Murphy was an optimist.

*Ninety-Ninety rule of project schedule:*

The first 90 % of the task takes 90 % of the time and the last 10 % takes the other 90 %.

*Bove's theorem:*

The remaining work to finish in order to reach your goal increases as the deadline approaches.

*Brook's Law:*

Adding manpower to a late project makes it later.

*Wood's axiom:*

As soon as a still-to-be-finished computer task becomes a life-or-death situation, the power fails.

*Robert E. tee's truce:*

Judgement comes from experience, experience comes from poor judgement.

*Nilan's Placebo:*

An ounce of image is worth a pound of performance.

*Sattinger's Law:*

It works better if you plug it in.

- RESUME -

Après une étude théorique, puis modélisée, de l'analyse d'une image dans le plan focal d'un télescope par échantillonnage par un détecteur à deux dimensions (chapitre 1), et un bref rappel de physique du solide (chapitre 2), on étudie un détecteur infrarouge bidimensionnel de 32x32 éléments, l'IRCCD.

La description d'une caméra astronomique basée sur ce détecteur, et des choix effectués dans sa réalisation est donnée (chapitre 3). L'attention est portée sur les problèmes de l'observation sous fort flux de photons du fond.

Un chapitre entier est consacré à une étude détaillée de l'IRCCD et de ses caractéristiques (chapitre 4).

On décrit ensuite l'ensemble du système monté sur télescope, ainsi que les procédures d'observation adoptées (chapitre 5). Quelques résultats de mesure et de calibration sur télescope sont proposés. Le dernier chapitre est consacré à la présentation de résultats astrophysiques préliminaires.