



**HAL**  
open science

# Etude à basse température (4.2 k) du fonctionnement d'une matrice de détection InSb-Mis, à lecture CID, sous très faible flux de photons : applications astronomiques

Didier Tiphène

## ► To cite this version:

Didier Tiphène. Etude à basse température (4.2 k) du fonctionnement d'une matrice de détection InSb-Mis, à lecture CID, sous très faible flux de photons : applications astronomiques. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Paris Sud - Paris XI, 1987. Français. NNT : . tel-00725271

**HAL Id: tel-00725271**

**<https://theses.hal.science/tel-00725271v1>**

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.

UNIVERSITE DE PARIS-SUD  
CENTRE D'ORSAY

# THESE

présentée  
pour obtenir

Le TITRE de DOCTEUR EN SCIENCE  
Spécialité : micro-électronique

par

Didier TIPHENE



SUJET : Etude à basse température (4.2 K) du fonctionnement d'une matrice de détection InSb-MIS, à lecture CID, sous très faible flux de photons. Applications astronomiques.

soutenue le 30 octobre 1987 devant la Commission d'examen

MM. R. Castagné Président  
P. Léna  
L. Audaire  
M. Sirieix  
F. Sibille

PERRIER  
3/88

ORSAY  
n° d'ordre :

UNIVERSITE DE PARIS-SUD  
CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée  
pour obtenir

Le TITRE de DOCTEUR EN SCIENCE  
Spécialité : micro-électronique

par

Didier TIPHENE

—<—

SUJET : Etude à basse température (4.2 K) du fonctionnement d'une matrice de détection InSb-MIS, à lecture CID, sous très faible flux de photons. Applications astronomiques.

soutenue le 30 octobre 1987 devant la Commission d'examen

MM. R. Castagné Président  
P. Léna  
L. Audaire  
M. Sirieix  
F. Sibille

*A Christiane  
pour sa patience ...*



## REMERCIEMENTS

Je remercie vivement M Pierre Léna pour la confiance qu'il m'a témoignée alors que je faisais mes premiers pas dans l'imagerie infrarouge. J'ai été également très sensible à l'attention bienveillante avec laquelle il a guidé mes travaux.

Cette proposition de sujet de recherche m'a été communiquée par M René Castagné, mon directeur de DEA, dont chacun sait l'intérêt qu'il porte à ses étudiants. J'apprécie tout particulièrement le fait qu'il ait accepté de présider ce jury de thèse.

Malgré la distance qui nous séparait, j'ai pu profiter de la compétence de M Luc Audaire (LIR) et de ses précieux conseils. Je le remercie profondément de me faire l'honneur d'être à la fois rapporteur de mes travaux et membre du jury.

Je suis très reconnaissant à M Michel Sirieix (SAT) pour l'intérêt qu'il porte à mes travaux. Je le remercie vivement d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

J'adresse mes remerciements à M François Sibille, utilisateur avisé des matrices de détection en imagerie astronomique infrarouge, d'avoir accepté de juger ce travail.

Je tiens aussi à adresser de chaleureux remerciements à M Daniel Rouan. Sans son aide, ses conseils et ses encouragements, je n'aurais pu mener à bien cette entreprise. Je suis également très sensible au fait qu'il ait accepté d'être rapporteur de mes travaux.

J'exprime ma profonde gratitude à M Michel Combes pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire, pour la qualité de ses commentaires et pour l'énergie qu'il a dépensé dans la recherche de solutions pour régler mes problèmes extra-scientifiques...

Mes remerciements s'adressent également à M Gérard Epstein pour sa collaboration expérimentale avisée et son enthousiasme communicatif.

Ce travail est la suite d'une étude commencée par M François Lacombe. Pour les nombreuses, fructueuses et longues discussions que nous avons eues, "*taratata et gnagnagna*" ..., merci François.

Je suis également très reconnaissant à M Bernard Talureau pour son soutien permanent. En souvenir de nos nombreuses soirées au coin du cryostat.

Je voudrais aussi remercier M Y. Carpentier (SAT), MM J.P. Chatard et A. Lussereau (SOFRADIR), pour leur coopération technique dans le développement des détecteurs CID-SAT à basse température. Je remercie aussi M Bidaud (SAT) pour la dextérité et la rapidité de ses interventions.

Enfin, je ne saurais manquer de remercier ici toutes les personnes qui par leurs conseils et leurs travaux ont été le complément indispensable pour mener à bien ce travail. *Cela, le véritable humain le sait : les brins additionnés de multiples moyens tressent un câble d'une grande force et d'une grande détermination*<sup>1</sup>. Je voudrais dire aussi combien j'ai apprécié la sympathie qu'ils m'ont toujours témoignée.

---

<sup>1</sup>Kerro Panille, Poésies Complètes

## Note à tous les services

Lieu : Observatoire de Meudon.

Epoque : Mai 85 à ce jour.

D'après analyse Station DESPA, présente caractéristiques détecteur infrarouge, type CID, déterminé malgré déguisement (maquillé cryostat, présence excroissances, poignées de course rhino-plastique).

Déferle actuellement dans bâtiment ISO.

Mise en circuit PROCEDURE INTERPELLATION.

SITUATION IRREGULIERE constatée.

Suspect prétend rechercher ELECTRONS POUR USAGE PERSONNEL.

Application immédiate PLAN O.S.S.E.C court à tous les services.

La brigade d'intervention rapide  
Plan O.S.S.E.C  
Le Brigadier Major Skroegneegneë.



Destinataires : Isowomen and Isomen.

Pierre Léna	Michel Combes	Daniel Rouan
Marcel Arfouillaud	Françoise Azisa	Jean Bérezné
Lionel Capoani	Christophe Cara	Claude Delage
Phan Van Duoc	Gérard Epstein	Nicole Fouquet
Pierre Kern	Pierre Gigan	Roland Grappin
Annie Cécile Guerriau	François Lacombe	Alfred Langlet
Lucienne Laval	Claude Marlot	Marguerite Melon
Jean Pierre Mengué	Guy Michel	Jean Pierre Michel
Sylvain Pau	Françoise Perrier	Pascal Puget
Marie Rose Rama Rao	Jean Pierre Rivet	Alain Roussel
Olivier Saint Pé	Douchan Stefanovitch	Bernard Talureau
Jacqueline Thouway	Yves Zéau	

# AVERTISSEMENT <sup>1</sup>

## CONSEILS A L'UTILISATEUR

Cet ouvrage nécessite l'observation de certaines précautions d'emploi et une mise en garde de l'utilisateur, concernant les risques que sa consommation comporte. Ce document contient en effet une proportion de TEXTE supérieure à 20 % par m<sup>2</sup>. Ce dosage correspond à la classification D4, soit à HAUT RISQUE relativement aux NORMES SANITAIRES INTERNATIONALES, définies par le CODE DE CONSOMMATION des ouvrages scientifiques.

L'utilisateur non préparé ou peu entraîné à une assimilation satisfaisante de cette substance devra donc éviter une utilisation prolongée de l'ouvrage, sans avis médical. De même, il est recommandé de maintenir cet ouvrage hors de portée des observateurs présentant des allergies face aux notices techniques. Et de consulter le CENTRE ANTI-POISON le plus proche en cas d'absorption ou de surdosage accidentels.

---

<sup>1</sup>Francis Masse, "On m'appelle l'Avalanche" - Les Humanoides Associes

## Sommaire

Chapitre I - Introduction.	p 17
Chapitre II - Systèmes d'imagerie infrarouge.	
II.1 Utilisation des multidétecteurs en astronomie	p 21
II.2 Présentation du projet ISO.	p 28
II.3 Résumé du développement astronomique des matrices CID.	p 31
Chapitre III - Description des mosaïques InSb, CID-SAT.	
III.1 Présentation de l'antimoniure d'indium.	p 33
III.1.1 Caractéristiques de la structure de bande d'énergie.	p 33
III.1.2 Bande interdite.	p 36
III.1.3 Masse effective.	p 37
III.1.4 Mobilité.	p 38
III.1.5 Densité de porteurs.	p 40
III.1.6 Photoexcitation	p 43
III.1.7 Réalisation du barreau InSb.	p 46
III.2 Structure et réalisation des mosaïques CID-SAT.	p 46
III.3 Caractéristiques géométriques.	p 48
Chapitre IV - Structure Métal-Isolant-Semiconducteur.	
IV.1 Principes élémentaires.	p 51
IV.2 Equations fondamentales.	p 52
IV.2.1 Evolution du potentiel de surface.	p 54
IV.2.2 Evolution du potentiel de grille à charge constante.	p 57
IV.3 La charge maximale stockable.	p 58
IV.4 Les mécanismes de transfert.	p 58
IV.4.1 Equations générales.	p 61
IV.4.2 L'équation de transport.	p 64
IV.4.3 L'effet du champ induit.	p 66
IV.4.4 Transfert par diffusion thermique.	p 68
IV.4.5 L'effet de bord.	p 70
IV.4.6 L'effet des charges relâchées par les états de surface.	p 73
IV.4.7 L'efficacité du transfert de charges.	p 75
IV.4.8 Conclusion.	p 78

## Chapitre V - Les modes de lecture.

V.1	Etude de la tension de sortie.	p 81
V.1.1	Cas simplifié.	p 82
V.1.2	Effet des capacités extérieures.	p 84
V.1.3	Effet des autres charges présentes dans la ligne.	p 85
V.1.4	Mesures réelles sur la matrice 32 x 32 CIRCUS.	p 87
V.2	Mode de lecture d'une matrice CID.	p 89
V.2.1	Méthode de lecture de la charge intégrée par une structure MIS.	p 89
V.2.2	Principe de la lecture CID	p 90
V.2.3	Lecture négative.	p 93
V.2.4	Lecture positive.	p 94
V.3	Choix du mode de lecture.	p 96
V.3.1	Le profil spatial de la sensibilité	p 96
V.3.2	Etude du rendement suivant la géométrie du point élémentaire.	p 101
V.4	Conclusion.	p 103

## Chapitre VI - Description du banc de test.

VI.1	Cryogénie.	p 107
VI.2	Optique.	p 117
VI.3	Electronique.	p 119
VI.3.1	L'électronique proche.	p 119
VI.3.2	L'électronique de lecture.	p 121
VI.4	Informatique.	p 125

## Chapitre VII - La charge d'obscurité.

VII.1	Rappel sur les courants de génération.	p 129
VII.2	Le courant tunnel.	p 130
VII.2.1	Le courant tunnel bande à bande.	p 130
VII.2.2	Le courant tunnel indirect.	p 131
VII.3	Influence de la charge tunnel sur le potentiel de surface.	p 132
VII.3.1	Etude du courant tunnel.	p 132
VII.3.2	Influence sur le potentiel de surface.	p 135
VII.3.3	Puits colonne : $V_g$ constant.	p 137
VII.3.4	Puits ligne : $V_g$ "flottant".	p 139
VII.4	Mesures du courant d'obscurité.	p 140
VII.4.1	En fonction du temps d'intégration.	p 140
VII.4.2	En fonction de la température.	p 145
VII.5	Conclusion.	p 146

## Chapitre VIII - Sensibilité de la matrice CID-SAT 32 x 32.

VIII.1	Sensibilité.	p 149
VIII.2	Linéarité, seuil, saturation.	p 151
VIII.2.1	Effet de seuil.	p 151
VIII.2.2	Niveau de saturation.	p 152
VIII.2.3	Linéarité.	p 152
VIII.2.3.1	Influence de l'émission source.	p 155
VIII.2.3.2	Effet de l'émission de photons ambiants.	p 155
VIII.2.3.3	Effet de l'absence des photons ambiants.	p 157
VIII.2.3.4	En fonction du temps d'intégration.	p 161
VIII.3	Rendement.	p 162
VIII.3.1	Calcul du nombre de photons.	p 162
VIII.3.2	Calcul du nombre d'électrons.	p 166
VIII.3.3	Mesures du rendement.	p 166
VIII.4	Temps d'observation limité par le fond ambiant.	p 168
VIII.5	Réponse spectrale.	p 169
VIII.6	Conclusion.	p 170

## Chapitre IX - Etude du bruit.

IX.1	Sources physiques du bruit.	p 173
IX.1.1	Bruit de la charge d'obscurité.	p 173
IX.1.2	Bruit photonique du fond ambiant.	p 173
IX.1.3	Bruit de transfert dû aux états de surface rapides.	p 175
IX.1.4	Bruit provoqué par les états de surface lents.	p 176
IX.1.5	Autres sources de bruit dans le détecteur.	p 177
IX.2	Sources de bruit de l'électronique.	p 179
IX.3	Mesures de bruit.	p 180
IX.3.1	Valeurs envisageables.	p 180
IX.3.2	Premiers résultats.	p 183
IX.3.3	Traitement du bruit corrélé.	p 185
IX.3.4	Mesures du bruit de l'électronique.	p 191
IX.3.5	Bruit de la caméra CIRCUS.	p 195
IX.4	Conclusion.	p 196



## Chapitre X - Mesures complémentaires sur la matrice CID-SAT.

X.1	Diaphotie et diaphonie.	p 199
X.2	Temps de réponse.	p 205
X.3	Dérive.	p 207
X.4	Etuvage systématique.	p 211
X.5	Effet de la céramique.	p 215
X.6	Conclusion.	p 217

## Chapitre XI - Effets des radiations sur une matrice MIS.

XI.1	Introduction.	p 219
XI.2	Intéraction des photons $\gamma$ avec la matière.	p 223
XI.2.1	Rappels sur les différents processus d'interaction.	p 223
XI.2.2	Calcul du nombre d'évènements (modèle Pichel & Petroff).	p 225
XI.2.3	Moyenne de l'énergie déposée par événement.	p 227
XI.3	Influence des radiations sur la capacité MIS.	p 229
XI.3.1	Effet sur l'isolant.	p 229
XI.3.2	Effet sur la zone de déplétion.	p 231
XI.3.3	Effet des ions lourds.	p 231
XI.4	Résultats expérimentaux.	p 233
XI.4.1	Méthodologie.	p 233
XI.4.2	Prévision théorique du nombre d'événements.	p 234
XI.4.3	Interprétation des résultats.	p 242
XI.4.4	Effets sur l'électronique du plan focal ISO.	p 243
XI.5	Conclusion.	p 244

## Chapitre XII - Applications astronomiques.

XII.1	Résultats sur télescope.	p 247
XII.2	Perspectives pour la voie courte longueur d'onde d'ISOCAM.	p 252

Chapitre XIII - Conclusion.	p 257
-----------------------------	-------

## Annexes.

Annexe A.	La structure MIS.	p 259
Annexe B.	Description des signaux de commande.	p 273
Annexe C.	Filtre du second ordre.	p 281
Annexe D.	Sources de bruit d'un amplificateur JFET.	p 283

## Commentaires

- chapitre II : description succincte des principales matrices de détection utilisées pour les observations astronomiques dans le proche infrarouge (1 à 5  $\mu m$ ).
- chapitre III : résumé bibliographique des propriétés du semiconducteur InSb (antimonure d'indium), suivi de la présentation des matrices de détection CID-SAT.
- chapitre IV : énoncé des principes fondamentaux de la structure MIS qui se poursuit par la description des mécanismes de transfert entre deux puits de potentiel.
- chapitre V : présentation du système de lecture d'une structure MIS qui introduit les modes de lecture de la matrice CID-SAT. Les résultats expérimentaux définissent notre choix pour la lecture parallèle par transfert positif.
- chapitre VI : description de toutes les composantes de la caméra : mécanique, cyogénie, optique, électronique et informatique.
- chapitre VII : étude théorique du courant tunnel dans une structure MIS, à la température de l'hélium liquide. Les mesures expérimentales fixent les limites des temps de pose de la matrice CID-SAT.

- chapitre VIII : Quelle que soit la durée du temps d'intégration, il est indispensable de détecter la présence des photons infrarouges. Ce chapitre regroupe les performances expérimentales de sensibilité et de rendement quantique. La linéarité de la réponse photonique constitue la contrainte incontournable de ces mesures.
- chapitre IX : énoncé des différentes sources de bruit (détecteur et électronique), suivi par les résultats expérimentaux qui mettent en évidence une source de bruit supplémentaire : le bruit corrélé. La liaison kapton responsable de ce nouveau bruit, fixe le bruit minimal à  $2000 e^- RMS$ .
- chapitre X : Les mesures en laboratoire ont révélé des effets secondaires liés au détecteur (dérive, réponse inertielle) ou au câblage électrique (diaphonie).
- chapitre XI : études et mesures du comportement d'une matrice CID-SAT 8 x 8 éléments senseurs en environnement Gamma.
- chapitre XII : Les résultats astronomiques obtenus sur le télescope de 3m60 du CFHT (Hawaï) permettent de comparer les performances de la matrice CID-SAT 32 x 32 éléments avec celles des mosaïques infrarouges en service dans les autres observatoires.

## Table des symboles.

- $C_{ox}$  : capacité d'oxyde  
 $C_p$  : capacité parasite  
 $D_p$  : coefficient de diffusion thermique des trous =  $kT/q m u_p$   
 $D'$  : coefficient de diffusion régi par le champ auto-induit  
 $D_{eff}$  : coefficient de diffusion efficace =  $D_p + D'$   
 $e_{ox}$  : épaisseur d'oxyde  
 $E_a$  : champ électrique auto-induit par les électrons  
 $E_b$  : champ électrique du aux potentiels extérieurs  
 $E_F$  : énergie du niveau de Fermi  
 $E_c$  : énergie de la bande de conduction  
 $E_v$  : énergie de la bande de valence  
 $E_d$  : énergie du niveau donneur  
 $E_g$  : largeur de la bande interdite (eV)  
 $F_{sc}$  : champ électrique à la surface du semiconducteur  
 $F_{ox}$  : champ électrique dans l'isolant  
 $G$  : gain de la chaîne de lecture  
 $G'$  : nombre de paires électron-trou créées par événement  
 $J_p$  : densité du courant de trous  
 $L_d$  : longueur de diffusion  
 $m_o$  : masse de l'électron au repos  
 $m_n$  : masse effective de l'électron  
 $m_p$  : masse effective du trou  
 $N_d$  : concentration d'atomes donneurs ( $cm^{-3}$ )  
 $N_c$  : densité équivalente d'états dans la bande de conduction  
 $N_v$  : densité équivalente d'états dans la bande de valence  
 $N_{inv}$  : nombre d'électrons stockés dans la zone d'inversion  
 $N_{max}$  : nombre total d'électrons stockés dans la zone d'inversion  
 $NEP$  : Puissance équivalente de bruit ( $W.Hz^{-1/2}$ )  
 $n$  : indice de réfraction  
 $n_i$  : concentration intrinsèque de porteurs libres  
 $p$  : concentration des trous ( $cm^{-2}$ )  
 $P$  : élément de matrice interbande

- $q$  : charge de l'électron  
 $Q_{depl}$  : charge de la zone déplétée  
 $Q_{inv}$  : charge de la zone d'inversion  
 $Q_{obs}$  : charge créée par le courant tunnel  
 $R_H$  : coefficient de Hall  
 $R(E)$  : coefficient de réflexion pour le rayonnement d'énergie  $E$   
 $V_g$  : potentiel de grille  
 $V_{fb}$  : potentiel de bande plate  
 $V_{ox}$  : potentiel dans l'oxyde  
 $V_0$  : paramètre  
 $W$  : profondeur de la zone déplétée  
ZCE : zone de charge d'espace  
 $\chi_s$  : l'affinité électronique  
 $\epsilon_0$  : constante diélectrique du vide  
 $\epsilon_{ox}$  : constante diélectrique relative de l'oxyde  
 $\epsilon_{sc}$  : constante diélectrique relative du semiconducteur  
 $\epsilon_d$  : énergie d'ionisation du semiconducteur  
 $\eta$  : rendement quantique de la matrice  
 $\varphi_s$  : potentiel de surface du semiconducteur  
 $\phi_B$  : différence entre l'énergie du niveau de Fermi à l'interface et l'énergie intrinsèque dans le volume du semiconducteur.  
 $\phi_m$  : travail de sortie du métal  
 $\phi_{ms}$  : différence d'énergie potentielle entre le métal et le semiconducteur  
 $\phi_B$  : énergie à l'équilibre,  $\phi_B = -q \varphi_B$   
 $\mu_n$  : mobilité de l'électron ( $V^{-1}.cm^2.s^1$ )  
 $\mu_p$  : mobilité du trou ( $V^{-1}.cm^2.s^1$ )  
 $\tau_c$  : durée de vie d'un porteur libre  
 $\tau_p$  : durée de vie d'un trou  
 $\tau_n$  : durée de vie d'un électron  
 $\tau_e$  : la valeur moyenne du temps de capture d'un trou piégé par un état de surface

Polars L : jeu de tensions appliqués sur la matrice CID, utilisée avec les filtres discrets L ( $3.85 \mu m$ ) et M ( $4.75 \mu m$ ).

Polars K : jeu de tensions appliqués sur la matrice CID, utilisée avec les filtres discrets J ( $1.25 \mu m$ ), H ( $1.65 \mu m$ ) et K ( $2.25 \mu m$ ).

$V_s$  : potentiel du substrat

$V_{ag}$  : potentiel de l'anneau de garde

$V_l$  : potentiel de la grille ligne en mode d'intégration

$V_{ref}$  : potentiel de la grille colonne en mode d'intégration

$V_t$  : potentiel de transfert appliqué sur la grille colonne

	Polars L	Polars K
$V_s$	+8.40	+9.25
$V_l$	-1.55	-3.20
$V_{ref}$	-3.05	-3.45
$V_t$	-1.35	-2.50
$V_{ag}$	+8.40	+9.25

LAIR : Laboratoire d'Astronomie Infrarouge (Observatoire de Meudon)

DESPA : Département d'Etudes Spatiales (Observatoire de Meudon)

CIRCUS : Caméra Infra-Rouge Courte longueur d'onde Pour Utilisation au Sol

## Introduction.

Le développement croissant de l'imagerie thermique justifie l'intérêt que lui porte l'observateur infrarouge. Les industriels ont progressivement remplacé les monodétecteurs par des barrettes à plusieurs éléments. Les laboratoires d'études réalisent aujourd'hui des matrices de détecteurs qui travaillent dans le proche infrarouge (1 - 20  $\mu m$ ). Ces recherches devraient permettre d'aboutir à des composants industriels, sans encourir le jugement pratique mais sans appel de l'industriel : "votre dispositif en AlGaAsInP<sub>Te</sub>CdSb est parfait, mais savez vous le faire en silicium ? ..." (1).

Depuis les années 75 de nombreuses solutions bidimensionnelles sont à l'étude. Contrairement aux mosaïques CCD visibles (Charge Coupled Devices), qui ont bénéficié du développement du matériau silicium, l'étude des multidétecteurs thermiques s'oriente dans plusieurs voies : le type de détecteur, la nature du matériau semiconducteur qui détermine la bande spectrale et le système de lecture sont autant de paramètres à définir.

La Société Anonyme de Télécommunications (Paris) a choisi de développer une mosaïque de détecteurs infrarouges de type MIS (métal-isolant-semiconducteur), sur substrat InSb (antimoniure d'indium) à lecture CID (Charge Injection Devices). Un deuxième groupe français travaille dans le domaine des multidétecteurs infrarouges : le Laboratoire Infra-Rouge (Grenoble). Ce centre développe des matrices IRCCD 32 x 32 éléments senseurs : le semiconducteur HgCdTe (mercure-cadmium-tellure) constitue le substrat de la matrice de détection.

Pour participer au projet du télescope spatial infrarouge (Infrared Space Observatory - ISO) de l'Agence Spatiale Européenne (ESA), le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), la Société Anonyme de Télécommunications (SAT)



et l'Observatoire de Paris-Meudon se sont associés pour participer au projet de la caméra infrarouge ISOCAM. L'objectif est la réalisation de la voie courte longueur d'onde (1 à 5  $\mu m$ ) de cet instrument. Le travail entrepris à l'Observatoire de Paris (Laboratoire d'Astronomie Infrarouge et Département d'Etudes Spatiales) est l'optimisation des performances des matrices SAT utilisées dans les conditions prévues pour la sonde spatiale (température de l'hélium liquide et faible flux de photons), conditions différentes de celles prévues par son fabricant (température azote liquide et fort flux de photons).

La première phase de ces travaux s'orientait dans deux directions principales : étude du comportement de la matrice bi-dimensionnelle CID-SAT portée à 4.2 K et recherche des méthodes d'observation infrarouges sur télescope . A mon arrivée à l'Observatoire de Meudon, F. Lacombe terminait l'assemblage de la première caméra infrarouge, basée sur une matrice CID-SAT 8 x 8 éléments. Il s'est alors naturellement orienté vers les problèmes observationnels : mise au point des procédures d'observation (contrariées par l'émission thermique) et réduction des données. Mon travail a été défini comme étant l'étude expérimentale de la matrice CID-SAT 32 x 32 cellules, utilisée à la température de l'hélium liquide. L'objectif étant de trouver les performances limites de cet instrument dans le cadre des observations astronomiques, avec comme orientations prioritaires : le temps d'intégration maximal, les sources de bruit et la linéarité de la détectivité.

Le premier débouché de ces travaux est la réalisation en collaboration avec l'équipe ISO de l'Observatoire de Meudon, d'une caméra infrarouge pour l'utilisation au sol, sur les grands télescopes. Financée par l'Institut Nationale des Sciences de l'Univers (INSU), cette caméra équipée d'une matrice InSb CID-SAT 32 x 32 éléments, sera mise à la disposition de la communauté scientifique française en janvier 88.

## **Chapitre II**

### **Systemes d'imagerie infrarouge.**

- 1 - Utilisation des multidetecteurs en astronomie
- 2 - Présentation du projet ISO
- 3 - Résumé du développement astronomique des matrices CID

## Systèmes d'imagerie infrarouge.

Les récents développements techniques en microélectronique, ont permis la réalisation de matrices de détecteurs infrarouges. L'information contenue dans la cellule élémentaire de la mosaïque est lue différemment suivant les systèmes de lecture associés. Les résultats préliminaires furent encourageants. Aujourd'hui, de nombreuses applications astronomiques se dessinent, à commencer bien évidemment par l'imagerie, mais aussi la spectroscopie, la polarimétrie, l'interférométrie des tavelures, ...

### II.1. Utilisation des multidétecteurs en astronomie.

Il est important de se souvenir que l'utilisation récente des multidétecteurs infrarouges est encore limitée par l'apprentissage des détecteurs bidimensionnels et par le manque d'expérience dans les modes d'observation. Ce domaine est en pleine activité. La réalisation des matrices infrarouges diffère à bien des égards de la technologie des monodétecteurs dont elle est issue. A cause de la grande taille des matrices bidimensionnelles, la qualité du matériau semiconducteur doit être homogène sur une surface plus importante que celle prévue pour le même nombre de mono-détecteurs, ce qui réduit la production des multidétecteurs. L'intégration de photocharges sur plusieurs cellules d'un même support constitue le gain fondamental des matrices de senseurs par rapport à la lecture continue des détecteurs conventionnels discrets. Les progrès obtenus dans le domaine de la photolithographie ont permis de réaliser des matrices de détecteurs de grandes dimensions, cependant les plus grandes matrices infrarouges (128 x 128 éléments) sont largement dépassées par les matrices CCD visibles (1024 x 1024 cellules) qui profitent de la technologie silicium. En effet, il semble que les coefficients de dilatation thermique limiteront l'extension des matrices multicouches refroidies (matrice de détection avec un substrat adapté au spectre d'étude + matrice de lecture en silicium) à des mosaïques d'une centaine de points par dimension.

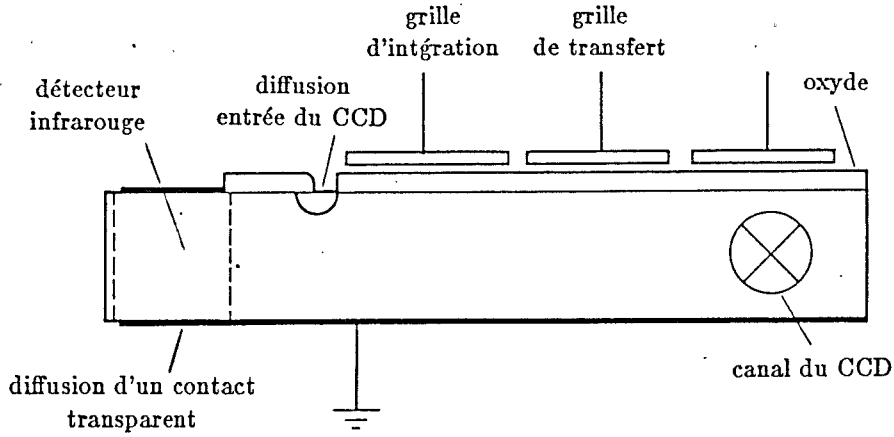


Fig. 2.1 - Schéma d'une matrice monolithique (2).

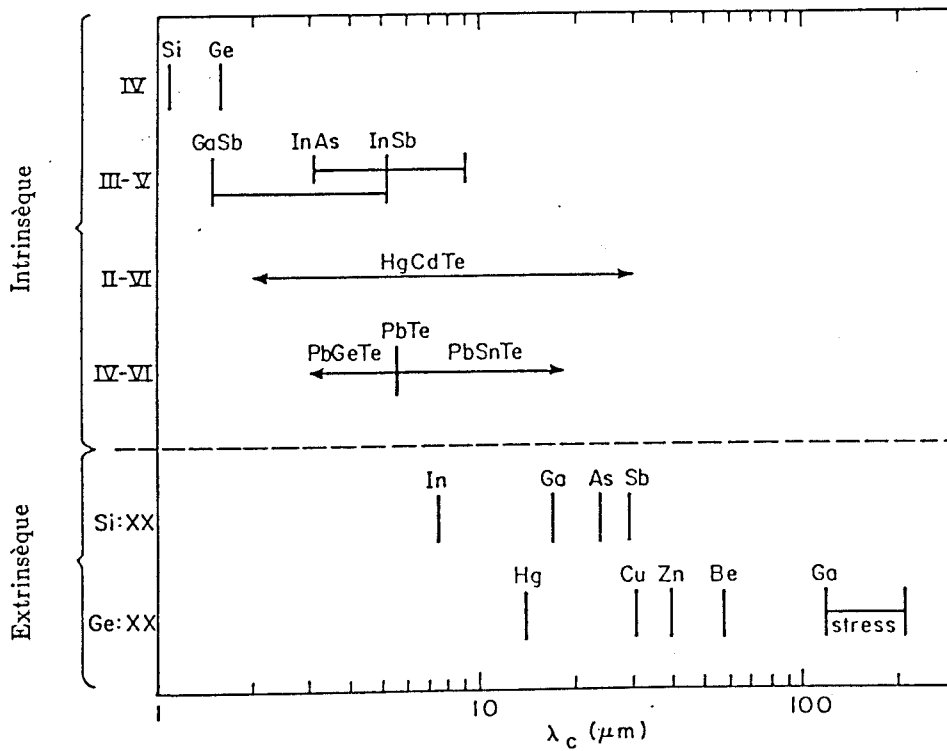


Fig. 2.2 - Longueur d'onde de coupure des semiconducteurs utilisés en l'infrarouge (3).

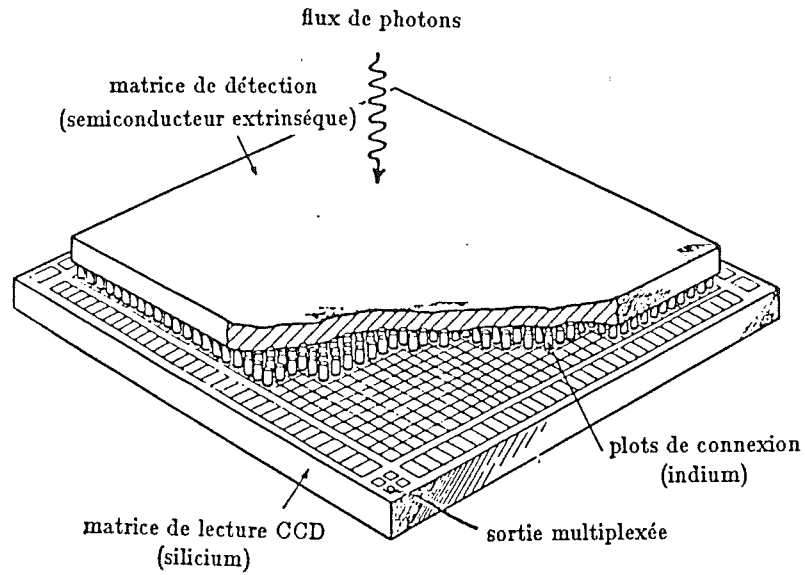


Fig. 2.3.a - Vue d'une mosaïque infrarouge hybridée sur une matrice de lecture CCD (2).

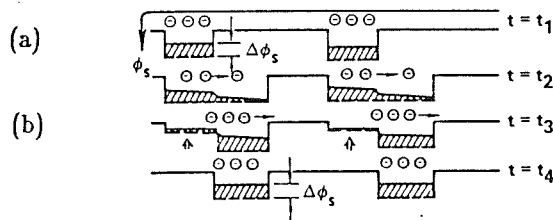
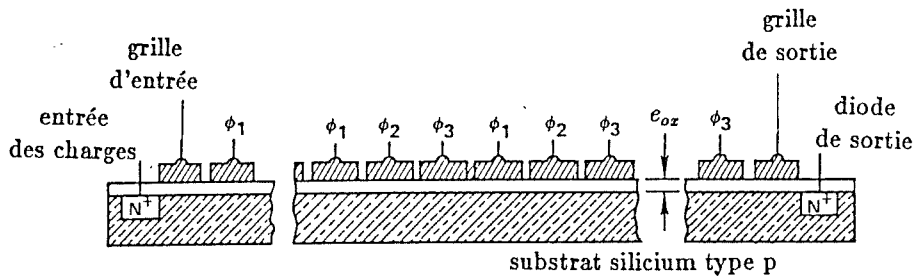


Fig. 2.3.b - Schéma de la matrice CCD silicium, à 3 horloges.  
 (a) puits de potentiel, (b) transfert de charges.

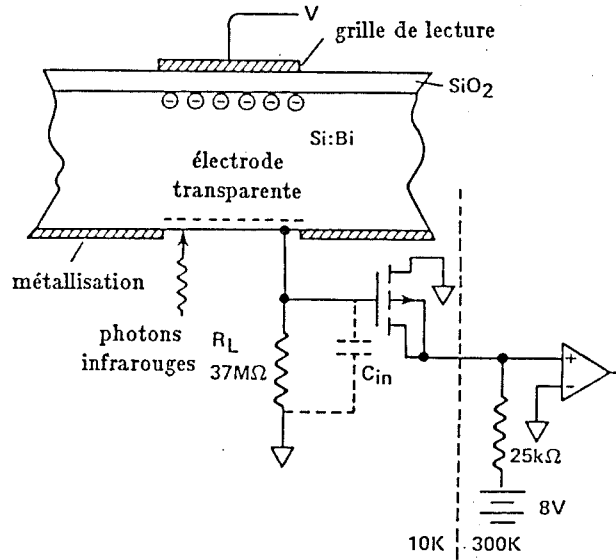


Fig 2.4 - Dessin de la cellule élémentaire de la matrice AMCID <sup>(3)</sup>.

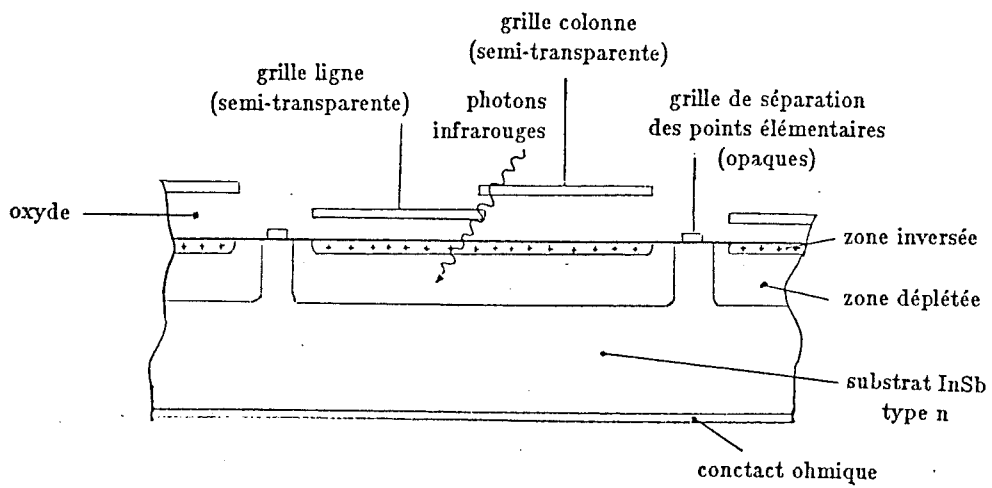


Fig. 2.5 - Schéma du point élémentaire de la matrice CID.

Les premiers multidétecteurs infrarouges furent réalisés de façon monolithique comme les CCD visibles silicium ( $\lambda_{coupure} \simeq 1.1 \mu m$ ), où les fonctions de détection et de transfert des charges s'accomplissent dans le même substrat (fig. 2.1). Cette approche est largement dépassée par la conception des hybrides qui séparent les fonctions de détection et de lecture. Cette nouvelle conception optimise le substrat du détecteur, le silicium étant de fait réservé pour la matrice de lecture. Les progrès métallurgiques favorisent cette nouvelle approche grâce à la fabrication de composés binaires ou ternaires qui sont dosés en fonction du domaine d'observation. Les semiconducteurs intrinsèques comme InSb (antimoniure d'indium) ou HgCdTe (mercure-cadmium-tellure) sont généralement utilisés pour les détecteurs photovoltaïques; les matériaux extrinsèques comme Si:Ga, Si:As (substrat silicium dopé gallium ou arsenic) sont plutôt réservés pour les photoconducteurs (fig. 2.2) <sup>(4)</sup>.

- Les matrices IRCCD (fig. 2.3) sont caractérisées par une grande capacité de charges stockables et une sortie complètement multiplexée. Sur substrat intrinsèque, les rendements quantiques sont compris entre 50 et 60 %, cette valeur descend à 30 % pour les semiconducteurs extrinsèques. Bien qu'ils offrent une forte capacité de charges stockables et une bonne réponse en fréquence, leur détectivité est limitée par leur bruit de lecture généralement de l'ordre de  $1000 e^- RMS$ , en particulier à faible flux de photons ambiants <sup>(2)</sup>.
- Une autre approche s'est concrétisée par la matrice AMCID (accumulation mode charge injection device) <sup>(3)</sup>. La figure 2.4 représente la coupe d'une cellule individuelle. L'épaisseur du substrat photoconducteur silicium dopé bismuth ( $N_d = 10^{16}$  atomes Bi  $cm^{-3}$ ) est de  $300 \mu m$ . Les grilles métalliques sont déposées sur une couche de  $SiO_2$  d'épaisseur nominale de  $200 \mu m$ . En période d'intégration, la grille de lecture portée au potentiel positif attire les électrons générés dans le semiconducteur. Pendant le cycle de lecture, la polarité de la grille est inversée, ce qui force les électrons à traverser le substrat pour charger la capacité d'entrée du FET. Le bruit de lecture de l'AMCID est compris entre 100 et  $200 e^- RMS$ , son rendement quantique de 30 % à  $11 \mu m$ , n'est plus que de 3.2 et de 1.2 % respectivement à 4.6 et  $3.6 \mu m$  (correspond aux prévisions théoriques <sup>(3)</sup>). Sa charge maximale stockable ( $5 \cdot 10^5$  électrons) nettement plus faible que prévue ( $10^8$ ), fait l'objet de recherches approfondies. Ainsi, cette faible capacité limite son utilisation à  $10 \mu m$  où ses autres caractéristiques sont favorables. Par contre l'efficacité de lecture et la réponse en fréquence perturbent sérieusement ses applications pour les longueurs d'onde plus courtes, à cause des pièges d'interface <sup>(3)</sup>. D'autre part, la difficulté technologique représentée par le dépôt d'une couche d'oxyde de haute qualité limite la production des matrices AMCID <sup>(2)</sup>.



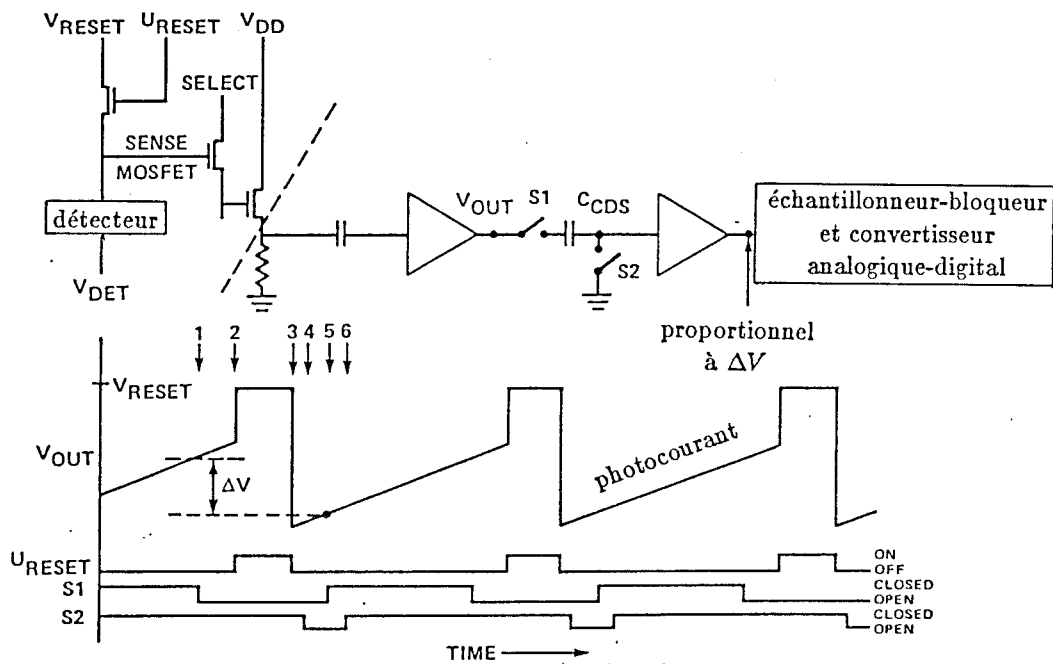


Schéma des horloges pour la remise à zéro

Fig. 2.6 - Schéma d'un interrupteur FET multiplexeur et électronique du double échantillonnage. Le signal est proportionnel à la différence de tensions entre les instants  $t_1$  et  $t_2$ .

- La matrice CID-MIS reste l'un des derniers systèmes monolithiques à lecture in situ. La cellule MIS élémentaire est représentée sur la figure 2.5 : deux électrodes par point élémentaire. La matrice CID fonctionne en mode d'inversion. Pendant la période d'intégration, les grilles au potentiel négatif, attirent les porteurs minoritaires. La lecture des charges s'effectue directement dans la cellule, par intervention sur les potentiels qui permettent ainsi la recombinaison des porteurs libres après leur lecture. La charge maximale stockable est de  $3 \cdot 10^6$  charges. Le bruit est compris entre 1000 et 2000 électrons.

Il ne faut pas confondre la matrice AMCID, utilisée en accumulation avec la mosaïque CID polarisée en mode d'inversion. Néanmoins, l'avantage de ces deux types de structure est la simplicité de leurs réalisations. En effet, la matrice CID est plus facile à réaliser que le couplage d'une matrice de détection sur une matrice de lecture CCD (point par point par billes d'indium) : elle requiert moins d'étapes de réalisation. Le CID qui possède un adressage  $xy$  peut par conséquent s'adresser de façon aléatoire tandis que la lecture CCD est sérialisée. La capacité de sortie du CID est la capacité de la ligne ( $n$  capacités en série), celle du CCD est la capacité d'une diode inverse. Par conséquent la lecture CID sera plus bruyante que celle du CCD.

Les premiers systèmes multiplexés utilisés pour les mosaïques infrarouges furent les matrices de lecture CCD. Mais beaucoup de matrices de détection infrarouge doivent être refroidies (température inférieure à  $50 K$ ). Les matrices de lecture traditionnelles CCD ne fonctionnent plus à ces niveaux de température : les porteurs libres du silicium sont gelés. Il a donc fallu développer de nouveaux systèmes de lecture. A présent, les interrupteurs FET multiplexeurs sont utilisés pour leur très bonne sensibilité (fig. 2.6). Dans ce système, chaque cellule élémentaire de la matrice est composée d'un élément intégrateur de charges et d'un circuit de remise à zéro. Un photoconducteur conventionnel, sans couche d'oxyde, est utilisé comme élément détecteur. Les charges sont stockées sur la grille d'entrée du FET. Les MOSFETS sont utilisés dans ce système comme des condensateurs, passant ou bloquant. Ainsi, une matrice d'éléments photoconducteurs avec chacun un FET (stockage des charges) et un second pour la remise à zéro après la lecture, peut intégrer un signal photonique et être lue séquentiellement. Comme les autres types de multiplexeurs, la technique du double échantillonnage est utilisée pour lire la mosaïque. Ce système DRO à lecture directe (Direct readout Voltage) présente<sup>1</sup> un bruit de lecture de  $450 e^- RMS$ .

---

<sup>1</sup>annoncé par National Optical Astronomy Observatories, Colloque Hawaï mars 87

Quand les performances du détecteur infrarouge sont limitées par le bruit de photons du fond, la qualité de la matrice réside alors dans son rendement quantique et dans une grande capacité de charges stockables.

Le système de lecture multiplexé (à un degré moindre, la lecture parallèle), permet une simplification draconienne des systèmes instrumentaux (réduction du nombre de connexions électriques dans le plan focal) si l'on compare une matrice de détecteurs à la somme équivalente de détecteurs discrets.

	matrice 32 x 32		1024 mono-détecteurs
	multiplexée	parallèle	
fils pour les tensions cible	5	5	5 (si polarisations identiques !)
fils d'alimentations scanner et PA	3	3	3
fils de sortie PA	1	32	1024
nombre total de fils	9	40	1032

La quantité d'informations recueillies par une matrice  $N \times N$  éléments, est multipliée par  $N^2$ . Pour répondre à la progression exponentielle du flot de données, le système d'acquisitions doit être adapté à la cadence de lecture de la matrice. D'autre part, l'application des multidétecteurs à l'imagerie requiert des procédures d'observation supplémentaires comme l'acquisition de champ plat.

## II.2. Présentation du projet ISO.

Malgré les limitations imposées par les effets atmosphériques et l'émission thermique des systèmes optiques non refroidis, les observateurs infrarouge travaillent sur un large domaine, depuis les systèmes extragalactiques, la structure de notre galaxie, les régions de formation d'étoiles, les nuages moléculaires, jusqu'aux étoiles, planètes et comètes. Pour réduire les contraintes terrestres, des télescopes infrarouges ont été utilisés dans des observations avions ou ballons, mais ces mesures n'ont réduit que partiellement le problème. L'amélioration des matrices de détecteurs infrarouges conduit maintenant à une situation telle où un télescope refroidi vers 20 K, placé hors de l'atmosphère terrestre, permet d'exploiter complètement les avantages technologiques des multidétecteurs

infrarouges. Cette satellisation se traduira par un gain de détectivité de plusieurs magnitudes, élevant ainsi les observations infrarouges vers un niveau comparable à celui obtenu dans d'autres longueurs d'onde <sup>(5)</sup>.

Le satellite ISO comprend un télescope refroidi de 0.60 mètre de diamètre, stabilisé dans les trois axes. Le télescope et les instruments sont refroidis par de l'hélium liquide (3.4 K)<sup>1</sup>. Le plan focal du satellite sera équipé de quatre instruments :

- deux spectromètres (interféromètres de Michelson) recouvrent le spectre  $2 \mu m < \lambda < 70 \mu m$ . Le pouvoir de résolution est compris entre  $10^2$  et  $10^5$ .

interféro 1	:	2-14 $\mu m$	InSb et SiGa
		: 30-50 $\mu m$	GeBe
interféro 2	:	2-32 $\mu m$	SiP ou SiSb
		: 50-65 $\mu m$	GeGa

- un photomètre qui enregistre simultanément sur 3 longueurs d'onde différentes,  $8 \mu m < \lambda < 120 \mu m$  (extension possible vers 200  $\mu m$ ).

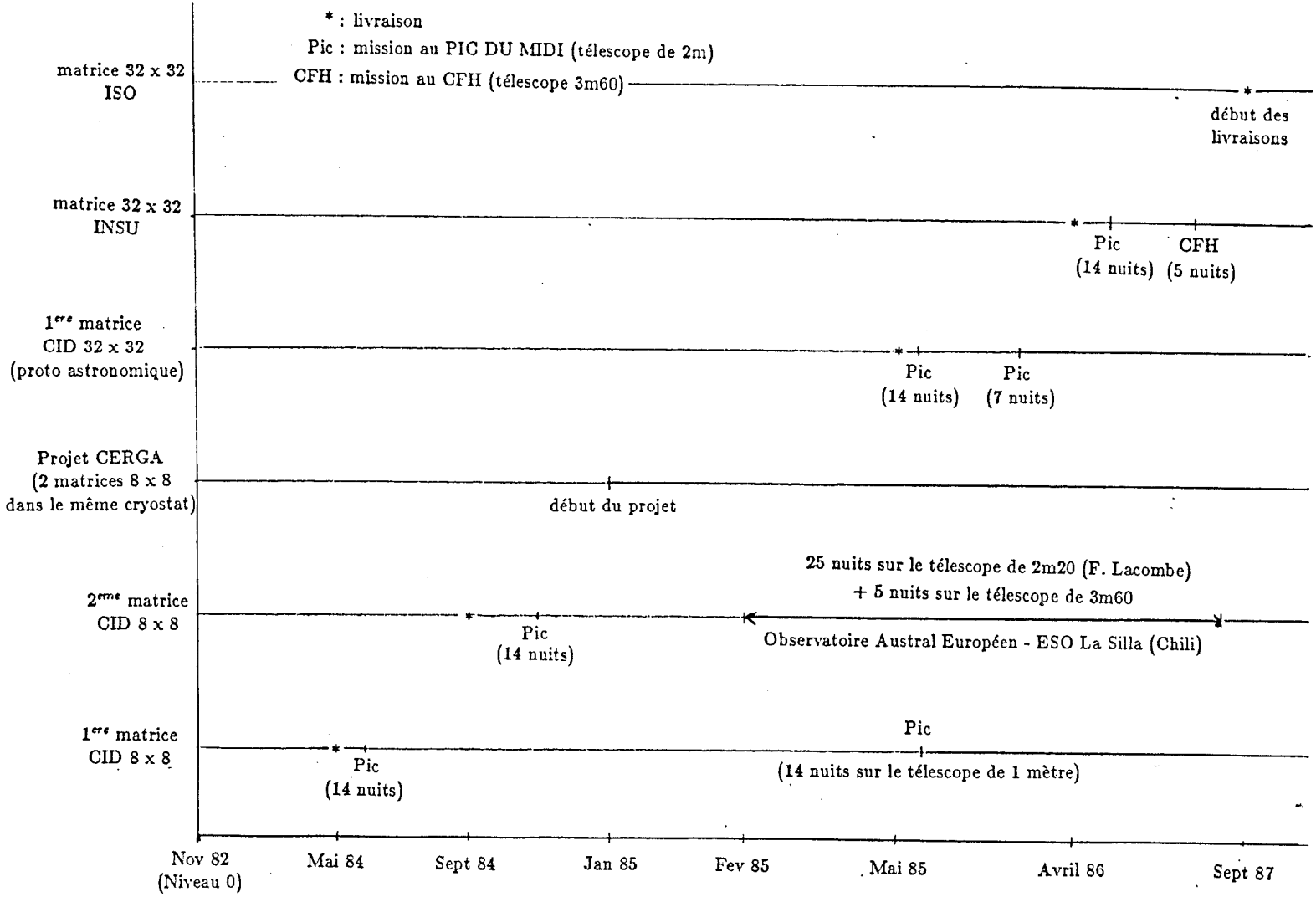
8-15	$\mu m$	barrette de 8 éléments, substrat SiGa
30-50	$\mu m$	barrette de 5 éléments, substrat GeBe
80-120	$\mu m$	barrette de 4 éléments, substrat GeGa

- une caméra infrarouge, maître d'oeuvre : C.E.A - Service Astrophysique.
  - Le Laboratoire Infrarouge (LETI-Grenoble) a réalisé une matrice Si-Ga 32 x 32 éléments (voie grande longueur d'onde 5-17  $\mu m$ ), spécialement conçue pour ce projet.
  - Le détecteur de la voie courte longueur d'onde (1-5  $\mu m$ ) est développée à l'Observatoire de Paris-Meudon. La matrice InSb-CID 32 x 32, est fabriquée par la Société Anonyme de Télécommunications (SAT-Paris).

Le sujet de cet ouvrage s'inscrit dans le programme de développement entrepris à l'Observatoire de Paris-Meudon, conjointement avec le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) et la SAT. L'objectif est la mise au point du récepteur courtes longueurs d'onde CID 32 x 32. Des performances particulièrement bonnes sont espérées : bruit de lecture inférieur à 1000 électrons et un temps d'intégration de l'ordre de la minute.

<sup>1</sup>2.4 K à 3.4 K

Fig. 2.7 - Tableau récapitulatif de l'étude des caméras InSb CID-SAT pour les observations astronomiques.



## Chapitre III

### Description des mosaïques CID-SAT

1 - Présentation de l'antimoniure d'indium

1.1 - Caractéristiques de la structure de bande d'énergie

1.2 - Bande interdite

1.3 - Masse effective

1.4 - Mobilité

1.5 - Densité de porteurs

1.6 - Photoexcitation

1.7 - Réalisation du barreau InSb

2 - Structure et réalisation des mosaïques CID-SAT

3 - Caractéristiques géométriques

## Description des mosaïques InSb, CID-SAT.

Les principales propriétés du matériau InSb, développé pour les matrices de détection dans le proche infrarouge, sont regroupées dans le premier chapitre. Les effets des basses températures sur les paramètres physiques des semiconducteurs sont expliqués. Le deuxième paragraphe détaille les différentes étapes de fabrication des matrices InSb CID - SAT. Le fichier des différentes matrices InSb-CID réalisées par la SAT termine ce chapitre bibliographique.

### III.1. Présentation de l'antimoniure d'indium.

La plupart des propriétés chimiques de l'InSb sont actuellement bien connues. Toutefois certains points demeurent obscurs comme le rôle joué par les niveaux d'impuretés profonds sur les processus de conduction.

#### III.1.1. Caractéristiques de la structure de bande d'énergie.

La structure cristalline de l'antimoniure d'indium, est du type ZnS avec quatre molécules par cellule unité (fig 3.1). Elle consiste en un réseau cubique faces centrées avec l'indium aux points  $[0, 0, 0]$  et l'antimoine aux points  $[1/4, 1/4, 1/4]$ . Ainsi, l'InSb a toutes les propriétés de symétrie de la structure de la blende qui diffère principalement de la structure proche du diamant par l'absence de la symétrie d'inversion <sup>(6)</sup>. A  $25^{\circ}\text{C}$ ,  $a_0$  le pas du réseau vaut  $6.47 \text{ \AA}$ .

Le minimum de la bande de conduction est formé par une simple vallée  $\Gamma$ , centrée au point  $K = 0$  (fig 3.2), dans laquelle est aussi représentée la courbe  $E(k)$  dans les directions  $[1, 0, 0]$  et  $[1, 1, 1]$  avec les minimas subsidiaires de la bande de conduction situés aux points de haute symétrie X et L.



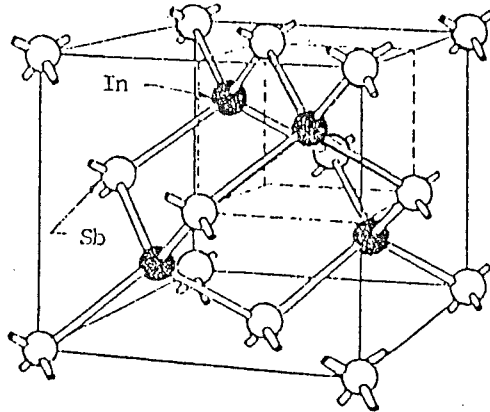


Fig. 3.1 - Réseau cristallin de l'antimonure d'indium.

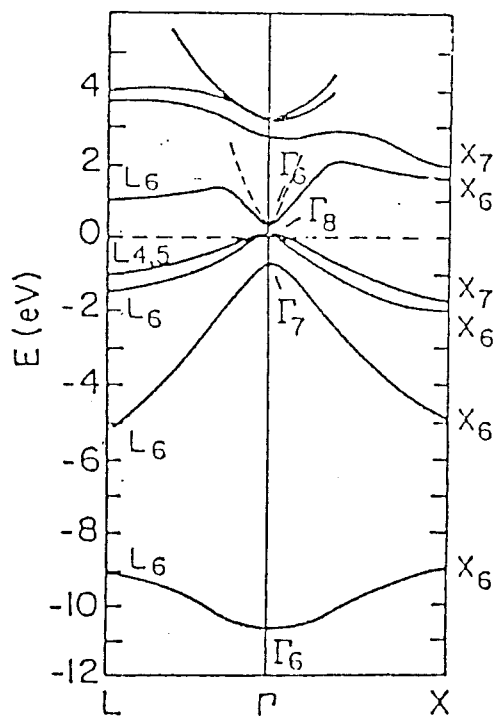


Fig. 3.2 - Structure de bande de l'InSb.

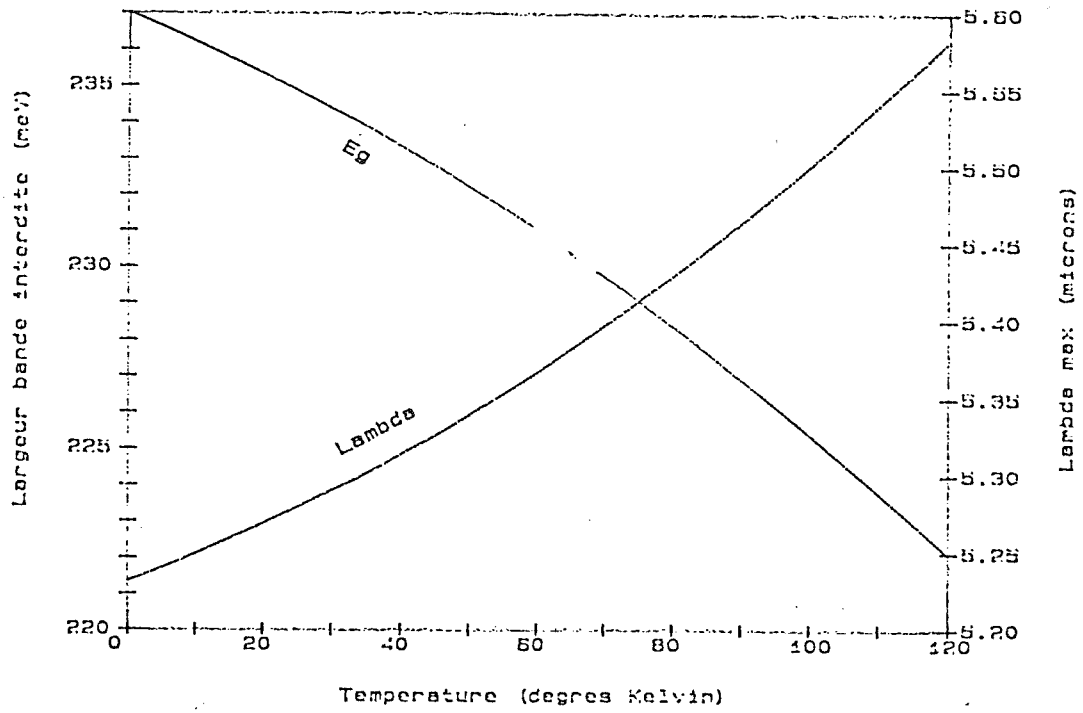


Fig. 3.3 - Largeur de la bande interdite et  $\lambda_{coupure}$  en fonction de la température.

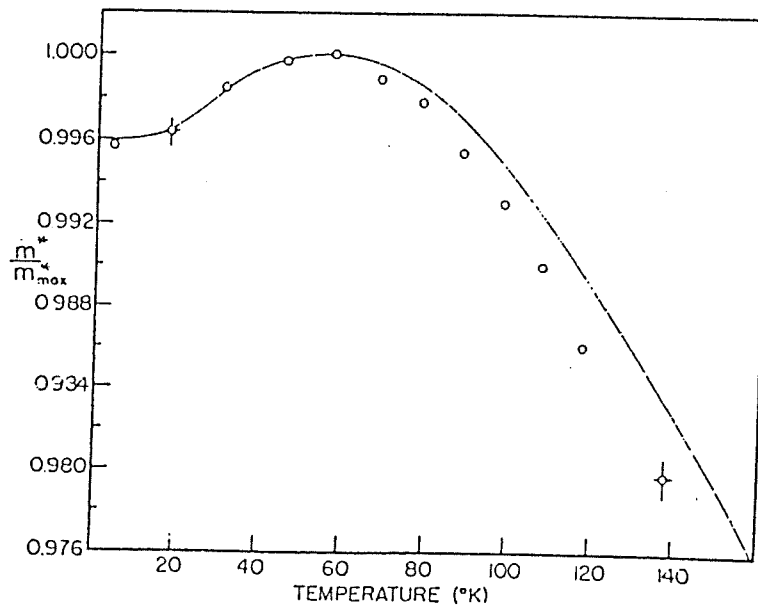


Fig. 3.4 - Masse effective relative de l'InSb en fonction de la température (8).

La bande de conduction est non parabolique. L'absence de symétrie d'inversion ainsi que l'effet important du couplage spin-orbite, se traduit dans l'InSb par une structure complexe en haut de la bande de valence. La théorie prévoit un maximum de la bande de valence, situé non pas au point  $\Gamma$  mais dans la direction  $[1, 1, 1]$ . Néanmoins, ce maxima est situé au plus, à 3 % du point  $\Gamma$ , environ 1 meV au dessus de l'énergie du point  $K = 0$ . En outre, il faut noter que la non parabolicité affecte aussi bien la bande de conduction que la bande de valence.

### III.1.2. Bande interdite.

Parmi les composées III.V, l'antimoniure d'indium est l'un de ceux qui ont la plus faible largeur de bande interdite. L'InSb est un semiconducteur à gap approximativement direct, avec  $E_g(T = 0 K) = 0.237$  eV. Son coefficient de température est négatif <sup>(7)</sup>, de sorte que le gap diminue lorsque la température augmente (figure 3.3) :

$$E_g(t) = E_g(0) - \alpha_1 T - \alpha_2 T^2 - \alpha_3 T^3$$

$$\alpha_1 = 0.757 \cdot 10^{-04} \text{ meV/K}$$

$$\alpha_2 = 0.395 \cdot 10^{-06} \text{ meV/K}$$

$$\alpha_3 = 0.862 \cdot 10^{-10} \text{ meV/K}$$

La variation de la largeur de la bande interdite en fonction de la température (à pression constante) se décompose en deux termes :

$$\left( \frac{dE_g}{dT} \right)_P = \left( \frac{dE_g}{dT} \right)_V + V \left( \frac{dP}{dV} \right)_T \frac{1}{V} \left( \frac{dV}{dT} \right)_P \left( \frac{dE_g}{dP} \right)_T$$

Le premier terme décrit le décalage en énergie dû à l'interaction électron - phonon. Il est sensé avoir un faible effet sur la masse effective de l'électron car le couplage électron - phonon n'a pas ou peu d'effet sur la courbure de la bande de conduction en fonction de la température. Le second terme de l'équation traduit le décalage en énergie de la largeur de la bande interdite par la dilatation du réseau. Il peut se mettre sous la forme :

$$\left[ \left( \frac{dE_g}{dT} \right)_P \right]_{\text{dilatation}} = -3 \alpha_T B \left( \frac{dE_g}{dP} \right)_T$$

où  $\alpha_T$  est le coefficient linéaire de dilatation thermique, B la constante du substrat <sup>(8)</sup>.

Une bande d'impuretés associée, au niveau hydrogénoïde, est proche de la bande de conduction : son énergie d'activation est comprise entre 0.4 et 0.6 meV <sup>(10)</sup>. La coexistence dans la bande de conduction, entre les états localisés de la bande d'impuretés et les états libres, se traduit par l'apparition d'une queue de densité d'états déplaçant le bas de la bande de conduction vers les énergies négatives <sup>(9)</sup>. Les positions respectives des niveaux L et X sont à 80 et 140 meV au-dessus du minimum  $\Gamma$  de la bande de conduction <sup>(10)</sup>. Le niveau X ne peut être observé que pour  $110 K < T < 120 K$ , appelée température critique. Kadri<sup>(10)</sup> a mis en évidence l'existence d'un niveau d'impureté de type donneur, situé 55 meV en-dessous de la bande de conduction. Des mesures de photoconductivité et de photomagnéto-électricité ont révélé l'existence d'un niveau donneur profond, lié à la structure intrinsèque de l'InSb dont l'énergie d'activation est de l'ordre de 120 meV <sup>(11)</sup>.

### III.1.3. Masse effective.

La masse effective des électrons dépend de la température, lorsque T augmente depuis le zéro absolu, la masse effective passe par un maximum situé 4.2 % au dessus de la valeur obtenue pour  $T = 0 K$  et ensuite diminue <sup>(8)</sup>, (figure 3.4). Au zéro absolu, la masse effective des électrons vaut  $0.013 m_o$  au bas de la bande de conduction. Le tableau 3.5 suivant regroupe les masses effectives des porteurs libres du semiconducteur InSb, lorsque  $T = 20 K$ .

électrons		0.0145	$m_o$
trous légers		0.0160	$m_o$
trous lourds	[111]	0.44	$m_o$
	[110]	0.42	$m_o$
	[100]	0.32	$m_o$

Tableau 3.5 - Masse effective de l'InSb à 20 K

En posant  $m_p^{3/2} = m_l^{3/2} + m_h^{3/2}$ , alors  $m_p(0) = 0.35885 m_o$ , où  $m_o$  désigne la masse de l'électron au repos  $m_o = 9.1091 \cdot 10^{-31}$  Kg.

La variation de la masse effective avec la température est déduite de la variation de la largeur de la bande interdite :

$$m_n(T) = m_n(0) \frac{E_g(T)}{E_g(0)}$$

#### III.1.4. Mobilité.

La mobilité désigne l'aptitude des porteurs à se déplacer dans le réseau cristallin. Sa valeur est d'autant plus grande que le cristal est pur et que la masse effective des porteurs est faible. En raison de la nature antiliante des fonctions d'onde électronique et de la nature liante des fonctions d'onde des trous, le temps de relaxation des électrons est beaucoup plus important que le temps de relaxation des trous. D'autre part, dans la plupart des semiconducteurs, la masse effective des électrons est beaucoup plus faible que celle des trous. Il en résulte que la mobilité des électrons est toujours plus importante que celle des trous. De plus, comme le temps entre collisions croît lorsque la température diminue, la mobilité augmente beaucoup lorsque la température diminue. Le temps entre collisions, est essentiellement conditionné par les chocs avec les atomes du cristal et avec les impuretés ionisées. Lorsque la température diminue, les vibrations thermiques des atomes autour de leur position d'équilibre diminuent : la réduction de l'énergie thermique affaiblit les vibrations du réseau. Les atomes ont alors une section efficace de collision plus faible et le temps entre-collisions augmente. A basse température,  $T < 100 K$ , la diffusion des porteurs par le réseau cristallin devient négligeable. La mobilité est alors conditionnée par les interactions coulombiennes entre les porteurs et les impuretés ionisées <sup>(12)</sup>.

Le tableau 3.6 suivant regroupe les mobilités des semiconducteurs les plus utilisés <sup>(11)</sup>. Ces chiffres donnés pour la température ambiante, sont exprimés en  $V^{-1}.cm^2.s^{-1}$  :

	$\mu_n$	$\mu_p$
Si	1350	480
Ge	3600	1800
GaAs	8000	300
InP	4500	100
InAS	30000	450
InSb	80000	1250

Tableau 3.6 - Mobilités de quelques semiconducteurs à 20°C.

On peut noter la forte valeur de la mobilité des électrons dans l'InSb. A la température de l'hélium liquide, les mobilités dans l'antimoniure d'indium <sup>(13)</sup> deviennent :

$$\mu_n = 100000 \text{ V}^{-1} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

$$\mu_p \simeq 1500 \text{ V}^{-1} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

La figure 3.7 montre la variation de la mobilité en fonction du carré du champ électrique pour une densité de donneurs  $N_d = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

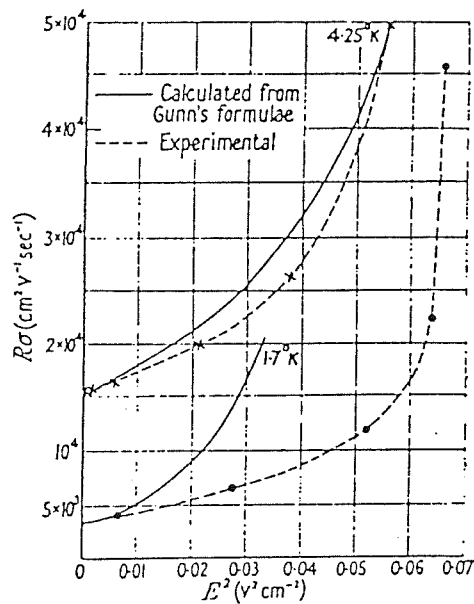


Fig. 3.7 - Mobilité dans l'InSb en fonction du carré du champ électrique <sup>(14)</sup>.

## III.1.5. Densité de porteurs.

La variation de la densité de porteurs intrinsèques, en fonction de la température est donnée par l'expression suivante :

$$n_i = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

$$N_c N_v = 4 m_n^{3/2} m_p^{3/2} \left( \frac{2 \pi k T}{h^2} \right)^3$$

$m_n$  : la masse effective des électrons

$m_p$  : la masse effective des trous

$E_g$  : la largeur de la bande interdite

La densité de porteurs libres varie doublement avec la température, d'une part à travers les densités équivalentes d'états  $N_c$  et  $N_v$ , d'autre part explicitement de manière exponentielle. En fait  $N_c$  et  $N_v$  varient comme  $T^{3/2}$  de sorte que les variations des densités de porteurs en fonction de la température sont essentiellement exponentielles.

Le tableau 3.8 regroupe les concentrations en porteurs libres de quelques semi-conducteurs à la température ambiante.

Matériaux	$n_i$ ( $cm^{-3}$ )
Germanium	$2.4 \cdot 10^{13}$
Silicium	$1.4 \cdot 10^{10}$
AsGa	$9 \cdot 10^6$
InSb	$2 \cdot 10^{16}$
Aluminium	$1 \cdot 10^{22}$

Tableau 3.8 - Concentrations à  $20^\circ C$ , des porteurs libres dans les semiconducteurs les plus utilisés.

Pour une densité d'atomes donneurs  $N_d = 2 \cdot 10^{14}$  *atomes*  $cm^{-3}$ , la densité de porteurs libres dans un barreau d'InSb, porté à la température de l'azote liquide est d'environ  $10^9$  *porteurs*  $cm^{-3}$ . Cette valeur tend rapidement vers zéro lorsque la température continue à descendre :  $n_i \simeq 1$ , pour  $T = 35 K$ , (figure 3.9).

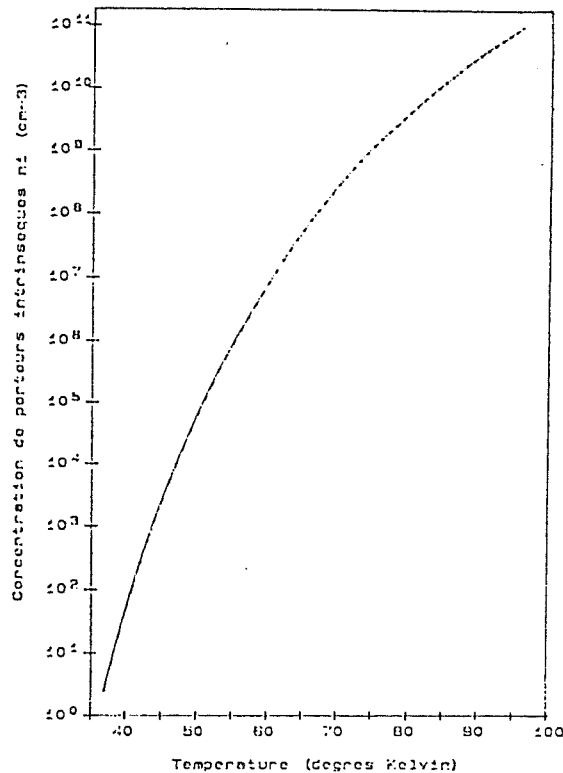


Fig. 3.9 - Densité de porteurs intrinsèques dans l'InSb ( $N_d = 2 \cdot 10^{14}$ )

Le tableau 3.10 montre les énergies d'ionisation pour des atomes donneurs (valence 5) et des atomes accepteurs (valence 3) dans le cas du Germanium et du silicium. A basse température, ces énergies sont grandes devant  $kT$ , (pour  $T = 4.2 \text{ K}$ ,  $kT = 0.36 \text{ meV}$ ). Les impuretés sont alors neutralisées, et les porteurs libres gelés. Le blocage des porteurs libres constitue une limitation majeure pour l'utilisation de la plupart des systèmes silicium et germanium, aux températures cryogéniques. A cause des fortes énergies d'ionisation des impuretés dans le silicium, ce semiconducteur est plus fortement affecté par le phénomène des porteurs gelés que le germanium. Le tableau 3.10 montre aussi que l'énergie d'ionisation pour la plupart des composants III - V de type n (spécialement InSb et InAs) est nulle. Ceci est due à la très faible masse effective des électrons dans ces semiconducteurs. La faible valeur de  $m_n$  implique une grande valeur du rayon de Bohr qui permet aux électrons de recouvrir le bas de la bande de conduction, même pour des faibles valeurs de concentration en impuretés ( $N_d \simeq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ). Ainsi les types n de InSb, InAs et GaAs ne sont pas affectés par le gel des porteurs.



	Si	Ge	GaAs	InP	InAs	InSb
$E_g, 300 K, eV$	1.107	0.67	1.43	1.26	0.36	0.18
$E_g, 4.2 K, eV$	1.153	0.744	1.517	1.416	0.425	0.236
donneurs	P, As, Sb		S, Se, Te			
$m_n / m_o$			0.04-0.07	0.077	0.025	0.012
$E_d, eV$	0.05	0.01	0.003	0.003	0	0
accepteurs	B, Al, Ga		Zn, Cd			
$m_p / m_o$			0.68	0.2	0.4	0.4-0.5
$E_a, eV$	0.05	0.01	0.02	0.05	0.007	0.008

Tableau 3.10 - Bande interdite, masse, énergie d'ionisation de quelques semiconducteurs <sup>(13)</sup>.

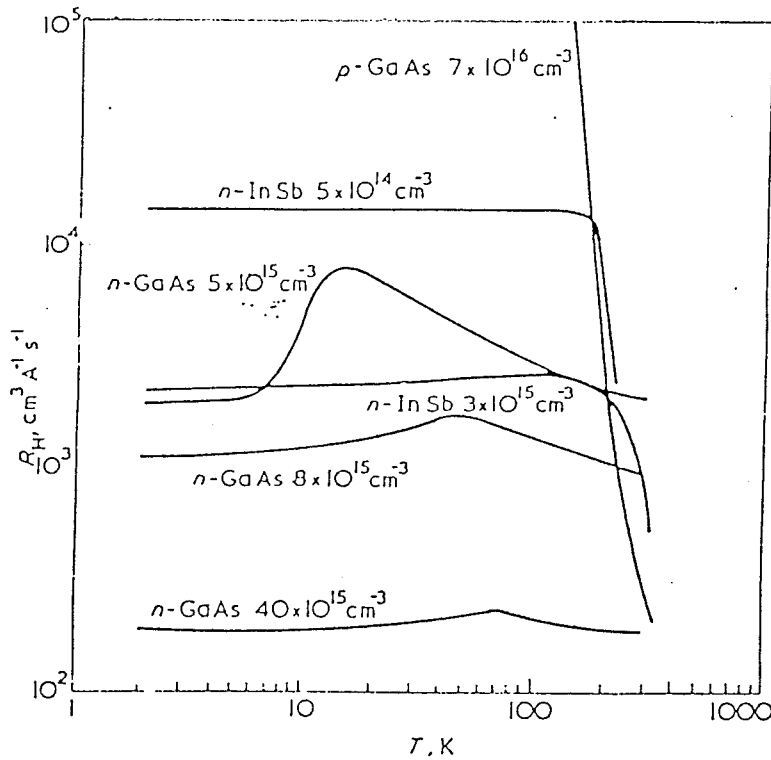


Fig. 3.11 - Coefficient de Hall pour InSb et GaAs en fonction de la température <sup>(13)</sup>.

Ceci est clairement démontré par la figure 3.11 qui représente le coefficient de Hall de l'InSb et de GaAs en fonction de la température <sup>(13)</sup>. On s'aperçoit que ce coefficient reste constant même à très faible température (le coefficient de Hall est inversement proportionnel à la densité de porteurs). D'autre part ces composants III - V de type p, présentent des énergies d'ionisation non nulles pour les atomes accepteurs, aussi sont-ils sensibles au gel des porteurs. Un fort dopage des composés III - V de type p, du silicium ou du germanium conduit à la formation d'un niveau d'impuretés qui recouvrent soit le bas de la bande de conduction pour un type n soit le haut de la bande de valence pour un type p.

En résumé, au dessous de 100 K le coefficient de Hall de l'InSb type n est pratiquement indépendant de la température <sup>(14)</sup>. La variation de la conductivité en fonction de la température dépend alors uniquement de la mobilité des électrons.

### III.1.6. Photoexcitation

L'excès de porteurs par rapport à l'équilibre peut être créé sous l'effet d'un rayonnement (fig. 3.12). Soit  $\phi_o(E)$  le flux de photons incidents d'énergie  $E$  qui frappent l'unité de surface du semiconducteur par seconde. Si  $R(E)$  est le coefficient de réflexion du semiconducteur pour le rayonnement d'énergie  $E$ , le flux de photons  $\phi_t(E)$  transmis à la surface du matériau, s'écrit :

$$\phi_t(E) = [1 - R(E)] \phi_o(E)$$

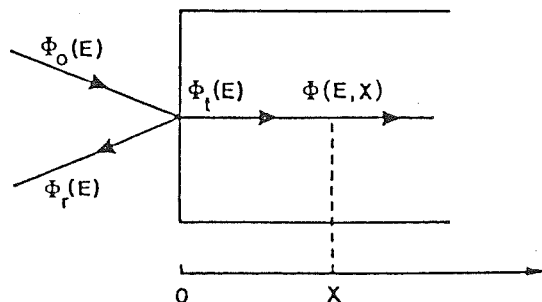


Fig. 3.12 - Porteurs générés par rayonnement.

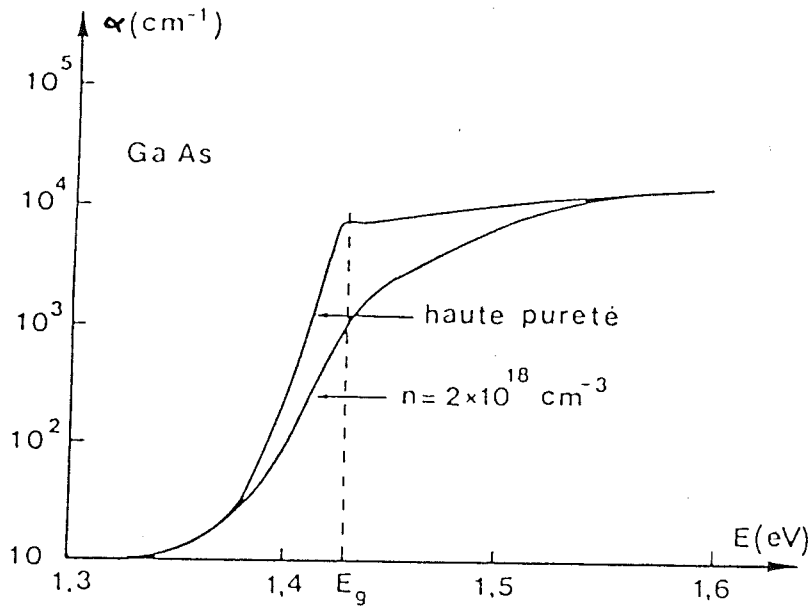


Fig. 3.13 - Coefficient d'absorption d'un semiconducteur à gap direct (GaAs à température ambiante)

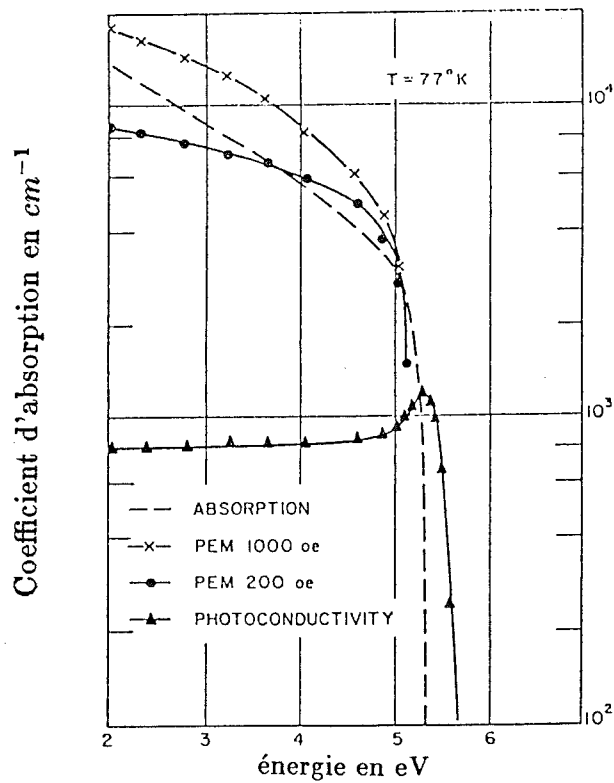


Fig. 3.14 - Coefficient d'absorption de l'InSb, à 77 K <sup>(16)</sup>.

Le coefficient de réflexion est fonction de la nature du matériau du semiconducteur, mais en règle générale varie peu avec l'énergie pour des rayonnements dont l'énergie est voisine de celle de la bande interdite. Par contre sa valeur est très sensible à l'angle d'incidence du rayonnement.

$$R = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2 = \left( \frac{\sqrt{\epsilon_r} - 1}{\sqrt{\epsilon_r} + 1} \right)^2$$

où  $n$  est l'indice de réfraction du matériau et  $\epsilon_r$  sa constante diélectrique relative.

$$\text{InSb} : \epsilon_r = 17.7 \quad (15)$$

$$\text{SiO}_2 : \epsilon_r = 3.9$$

Ainsi dans les meilleures conditions (incidence normale), 38 % du rayonnement émis serait réfléchi par le substrat InSb. Cependant, la couche de passivation en silice qui recouvre la matrice sert aussi d'adaptation d'indice. La perte de flux par réflexion est alors de l'ordre de 10 %. Par contre, la transmission de 70 %, des électrodes en Nickel - Chrome dans l'infrarouge proche, limite le flux incident. Ainsi environ 60 % du flux incident franchit le cap de l'interface isolant-semiconducteur pour pénétrer dans le substrat InSb. Cette limitation physique, associée au rendement photon  $\rightarrow$  paire electron-trou de 70 %, réduit le rendement maximum à environ 40 %.

Les photons entrant dans le matériau, sont absorbés au cours de leur propagation dans le semiconducteur. La caractéristique commune des semiconducteurs à gap direct est une loi sensiblement en marche d'escalier (fig. 3.13) :

$$\alpha(E) = 0 \text{ pour } E < E_g, \quad \text{et} \quad \alpha(E) = \alpha = C^{te} \text{ pour } E > E_g$$

Compte tenu de la loi exponentielle, il faut noter que pour :

$$x \simeq \alpha^{-1} \simeq 1\mu m, \quad I(x) = I(0)/e$$

En d'autres termes, les photocharges sont créées sur une épaisseur de quelques microns depuis l'interface (figure 3.3). Ainsi, la vitesse de recombinaison en surface peut jouer un rôle important dans le rendement de l'antimoniure d'indium dont le coefficient d'absorption, relevé à la température de l'azote liquide <sup>(16)</sup> est représenté sur la figure 3.14.

### III.1.7. Réalisation du barreau InSb.

Les méthodes usuelles de croissance cristalline permettent de synthétiser facilement de l'InSb monocristallin. Le raffinage de ce composé s'avère très difficile en dessous de  $10^{14}$  atomes  $cm^{-3}$ . La difficulté d'extraire du cristal certaines impuretés comme le Zinc dont le coefficient de ségrégation est assez élevé, ou le Cadmium qui a tendance à se redistribuer via la phase vapeur, limite la qualité du cristal. Pour obtenir des densités de porteurs libres inférieures à  $10^{14} cm^{-3}$ , il est nécessaire d'introduire des accepteurs. L'amélioration radicale des méthodes de préparation d'échantillons avec des concentrations en donneurs et en accepteurs pratiquement égales ( $k = N_a/N_d = 0.99$ ), est principalement due à l'introduction de nouvelles techniques, telles que la compensation des semiconducteurs par irradiation à hautes énergies. Ainsi des échantillons d'InSb de type n, avec  $N_d - N_a$  légèrement inférieure à  $10^{13} cm^{-3}$ , ont pu être réalisés. Néanmoins, l'introduction d'une forte compensation se traduit par des difficultés supplémentaires dans l'étude à basse température. Le désordre dû à la distribution aléatoire des impuretés dans le réseau cristallin, devient plus effectif lorsque la compensation est élevée. Une partie importante des électrons peut se retrouver piégée dans les puits de potentiel, dû à la fluctuation. Par ailleurs, une forte compensation se traduit par une diminution sensible de la mobilité des porteurs libres. Ces deux phénomènes sont liés à la diminution de l'effet d'écran <sup>(10)</sup>.

Enfin, pour compléter les propriétés du matériau InSb, il faut noter que l'antimoniure d'indium possède un facteur de Landé négatif <sup>(17)</sup>,  $g = -48$ .

### III.2. Structure et réalisation des mosaïques CID-SAT.

Le détecteur CID - SAT élaboré sur substrat InSb compensé, est de type n :  $N_d = 2 \cdot 10^{14}$  atomes  $cm^{-3}$ . La réalisation d'une matrice commence par le dépôt des électrodes de l'anneau de garde. L'isolant est ensuite réalisé en deux étapes. La première couche de silice est déposée par CVD à basse température (Chemical Vapor Deposition à  $200^\circ C$ ). La deuxième couche déposée par pulvérisation cathodique recouvre les électrodes semi-transparentes en Nickel Chrome. Les deux séries de grilles métalliques sont dans des plans différents (fig.3.15).

épaisseur de silice sous la grille ligne	1200 Å
épaisseur de silice sous la grille colonne	2400 Å
épaisseur des électrodes métalliques	50 Å

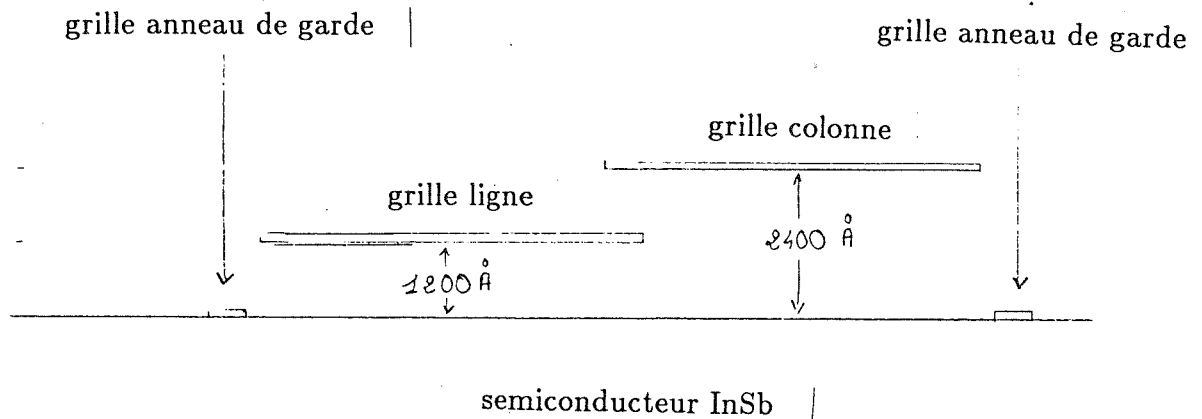


Fig. 3.15 - Coupe de la cellule élémentaire d'une matrice InSb CID-SAT (hors échelle)

Une passivation de 3500 Å d'épaisseur, protège la matrice. Pour permettre le transfert des charges entre puits de potentiel, les deux électrodes se recouvrent sur une largeur de 3  $\mu\text{m}$ . En effet, dans le cas des matériaux à faible longueur de diffusion comme InSb et HgCdTe, le transfert de charges entre deux puits de potentiel n'est possible que si les zones déplétées sont jointives. Dans le semiconducteur antimoniure d'indium refroidi à l'hélium liquide, la longueur de diffusion est :  $L_d = 0.05 \mu\text{m}$ . D'autre part, pour éviter des diffusions de charges entre les points senseurs élémentaires, un réseau de grilles isole les pixels entre eux. Porté au potentiel du substrat, l'anneau de garde crée une barrière de potentiel entre chaque point détecteur.

La matrice CID est éclairée par la face avant. Les électrodes métalliques qui forment les grilles des capacités MOS transmettent 70 % du signal photonique. Les connexions entre les électrodes sont opaques dans l'infrarouge. Cette zone morte pour la photométrie doit être aussi petite que possible. Malgré tout, les outils métallurgiques déterminent la largeur des chemins d'alimentation. Ainsi la taille des éléments sensibles est plus petite que celle du site élémentaire. On définit alors le facteur de remplissage comme étant le rapport entre la surface sensible du pixel et la surface de la cellule élémentaire. En imagerie, ce rapport est primordial : les informations reçues par les zones non sensibles, sont perdues pour la photométrie. Néanmoins, le calcul de l'adaptation optique de la caméra en fonction du télescope et de son site, permet d'effectuer un échantillonnage correct <sup>(18)</sup>. Ainsi, l'observateur doit adapter l'optique de son instrument pour satisfaire le critère de Shannon : le pas d'échantillonnage (le pas de la surface sensible de la matrice) doit être égal à

la demi-largeur à mi-hauteur de la courbe de diffraction d'une source ponctuelle. D'autre part, une fluctuation du positionnement de l'image (guidage du télescope ou turbulence atmosphérique) déplace l'image sur la matrice. Cette fluctuation engendre un bruit de phase (les photons tombent aléatoirement sur la surface sensible ou dans une zone opaque).

### III.3. Caractéristiques géométriques.

La Société Anonyme de Télécommunications développe plusieurs formats de détecteurs infrarouges InSb-CID. Les principales caractéristiques géométriques des différentes matrices de détecteurs utilisées pour les observations astronomiques sont présentées ci-dessous. Il faut noter que la matrice 32 x 32 InSb CID-ISO est une copie agrandie de la matrice 32 x 32 InSb CID-sol, réalisée spécialement pour la voie courte longueur d'onde de la caméra ISOCAM.

Matrice		8 x 8	32 x 32 Sol	32 x 32 ISO
Nombre de pixels		64	1024	1024
Maille	$\mu m$	75 x 100	70 x 70	100 x 100
Dimensions d'une électrode	$\mu m$	27 x 62	32 x 60	49 x 95
Surface sensible	$\mu m^2$	3150	3500	9000
Facteur de remplissage	%	42	73	90

Tableau 3.16 - Fichier des matrices InSb CID-SAT.

La SAT propose maintenant des matrices CID - SAT 64 x 64 éléments senseurs avec les mêmes caractéristiques que les mosaïques 32 x 32 sol.

## Chapitre IV

### Structure Métal-Isolant-Semiconducteur

- 1 - Principes élémentaires.
- 2 - Equations fondamentales.
  - 2.1 - Evolution du potentiel de surface.
  - 2.2 - Evolution du potentiel de grille à charge constante.
- 3 - La charge maximale stockable.
- 4 - Les mécanismes de transfert.
  - 4.1 - Equations générales.
  - 4.2 - L'équation de transport.
  - 4.3 - L'effet du champ induit.
  - 4.4 - Transfert par diffusion thermique.
  - 4.5 - L'effet de bord.
  - 4.6 - L'effet des charges relâchées par les états de surface.
  - 4.7 - L'efficacité du transfert de charges.
  - 4.8 - Conclusion.



## Structure Métal-Isolant-Semiconducteur.

Ce chapitre commence par un rappel des principes fondamentaux qui régissent les structures MIS. Après les explications sur le stockage des charges dans une capacité MIS, le dernier paragraphe détaille les mécanismes du transfert de charges entre deux puits de potentiel. L'importance des différentes composantes du transfert ainsi que l'effet de la température seront discutés.

### IV.1. Principes élémentaires.

La structure MIS est une capacité constituée d'un isolant compris entre une électrode métallique et un semiconducteur. La différence de potentiel appliquée entre la grille et le substrat crée un champ électrique qui modifie l'état électronique à l'interface isolant semiconducteur. Suivant la tension grille, il est possible de définir trois régimes de fonctionnement : accumulation, déplétion et inversion (Annexe A).

L'utilisation de la structure MIS-CID comme détecteur photonique, consiste à placer la capacité en régime de déplétion profonde, puis d'utiliser le puits de potentiel ainsi formé, pour stocker en surface, les charges créées par le flux de photons incidents. Les photons cèdent leur énergie au réseau cristallin par la création de paires électrons-trous. Dans les régions électriquement neutres, les porteurs libres se recombinent avec la constante de temps  $\tau$  (durée de vie moyenne du porteur). Par contre sous l'effet du champ électrique qui règne dans la zone de charge d'espace (ZCE), les porteurs minoritaires (les trous pour un matériau de type n) sont collectés à l'interface isolant semiconducteur et participent à la

formation de la couche d'inversion. Les photocharges générées dans le volume qui enveloppe la ZCE, de largeur la longueur de diffusion  $L_d(T = 4.2 K) = 0.05 \mu m$ , peuvent migrer vers la zone déplétée où elles sont prises en charge par le champ électrique. Les porteurs majoritaires (les électrons) repoussés dans le substrat, à la frontière de la ZCE, contribuent à diminuer l'épaisseur  $W$  de cette zone. Il en résulte une modification du potentiel de l'électrode métallique si elle est "flottante" ou une variation des charges stockées dans le substrat si un potentiel lui est appliqué (fig. 4.1).

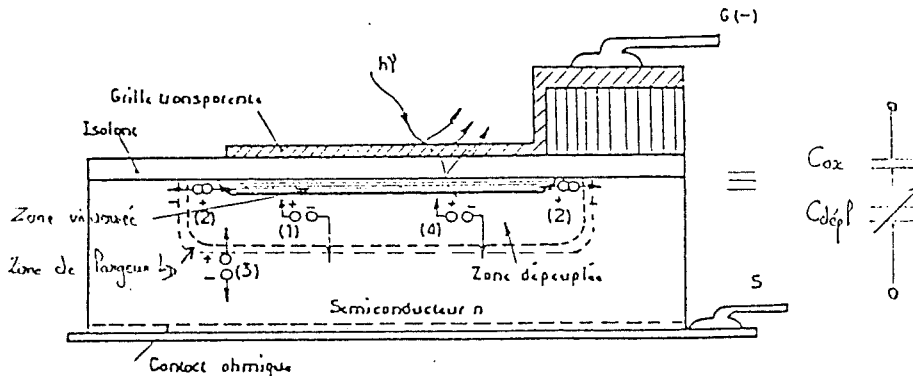


Fig. 4.1 - Structure MIS : coupe et équivalence électrique.

#### IV.2. Equations fondamentales.

Dans toute charge d'espace  $\rho(x, y, z)$ , règne un champ électrique donné par le théorème de Gauss :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon_0 \epsilon_{sc}}$$

D'autre part, le champ électrique est relié au potentiel par la relation  $\vec{E} = -\vec{\nabla} V$ , ce qui donne en explicitant le champ dans l'expression précédente

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon_0 \epsilon_{sc}}$$

c'est l'équation de Poisson, dont l'intégration permet de calculer la variation du potentiel dans un semiconducteur à partir de la charge d'espace  $Q_{depl} = q N_d W$ .

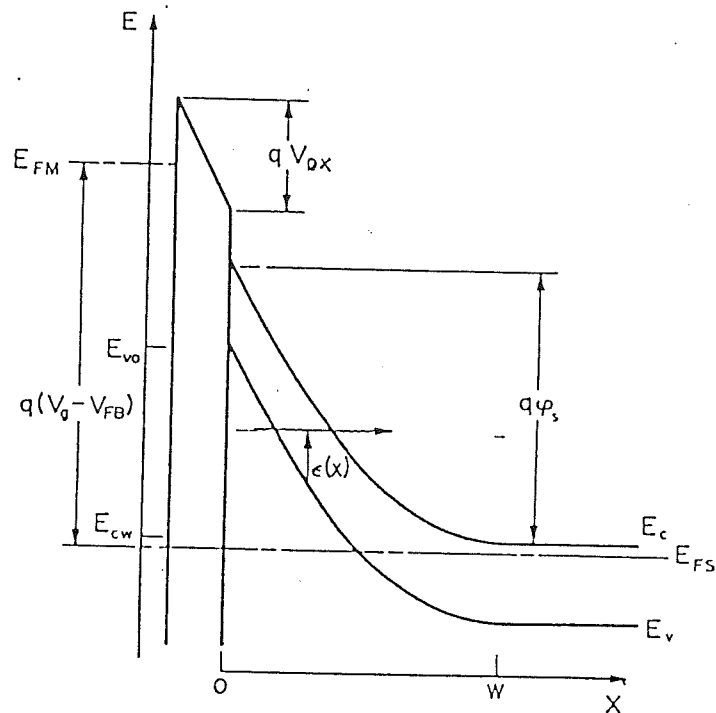


Fig. 4.2 - Courbure des bandes d'énergie de la structure MIS.

Le potentiel de surface  $\varphi_s$ , désigne la courbure des bandes d'énergie entre l'interface isolant-semiconducteur et le volume du substrat (fig. 4.2). Si on considère la jonction comme abrupte, le potentiel de surface et la profondeur de la ZCE sont reliés par l'équation suivante <sup>(19)</sup> :

$$\varphi_s(t) = \frac{q N_d W(t)^2}{2 \epsilon_o \epsilon_{sc}}$$

$N_d$  : concentration en impuretés  $cm^{-3}$

$\epsilon_{sc}$  : constante diélectrique du semiconducteur

$\epsilon_o$  : permittivité du vide =  $8.854 \cdot 10^{-12} F.m^{-1}$

$W(t)$  : profondeur de la ZCE

A la distance  $x$  de l'interface, le potentiel s'exprime par :

$$\varphi_s(x) = \varphi_s(0) \left[ 1 - \frac{x}{W} \right]$$

## IV.2.1. Evolution du potentiel de surface.

L'équation reliant les potentiels de la capacité MIS, en régime statique comme dynamique s'écrit

$$V_g(t) - V_{fb}(t) = \varphi_s(t) + V_{ox}(t)$$

- $V_g$  potentiel de grille
- $V_{fb}$  tension de bande plate
- $V_{ox}$  tension aux bornes de l'oxyde
- $C_{ox}$  capacité de l'oxyde
- $Q_{inv}$  charge de la zone inversée
- $e_{ox}$  épaisseur de l'oxyde

La loi de Gauss se traduit par :

$$V_{ox} = \frac{Q_{inv} + Q_{depl}}{C_{ox}} \quad \text{avec} \quad C_{ox} = \frac{\epsilon_o \epsilon_{ox}}{e_{ox}}$$

En éliminant  $W$  dans les formules précédentes, il est possible de définir le potentiel de surface comme une fonction du potentiel de grille et de la charge de la zone inversée :

$$\varphi_s = V_g - V_{fb} - \frac{Q_{inv}}{C_{ox}} + V_0 - \sqrt{V_0^2 + 2 V_0 (V_g - V_{fb} - \frac{Q_{inv}}{C_{ox}})}$$

$$V_0 = \frac{\epsilon_o \epsilon_{sc} q N_d}{C_{ox}^2} \quad (V_0 \simeq 0.05 V)$$

Malgré la forme compliquée de cette équation, il est possible de la considérer comme linéaire par rapport à la charge, avec une précision supérieure à 5 % :

$$\varphi_s = V_g - V_{fb} - q \frac{N_{inv}}{C_{ox}} - \sqrt{2 V_0 (V_g - V_{fb})}$$

Le potentiel de surface est maximum à la mise en déplétion de la structure lorsque  $Q_{inv}(t=0) = 0$ , soit :

$$\varphi_s(0) = V_g - V_{fb} + V_0 - \sqrt{V_0^2 + 2 V_0 (V_g - V_{fb})}$$

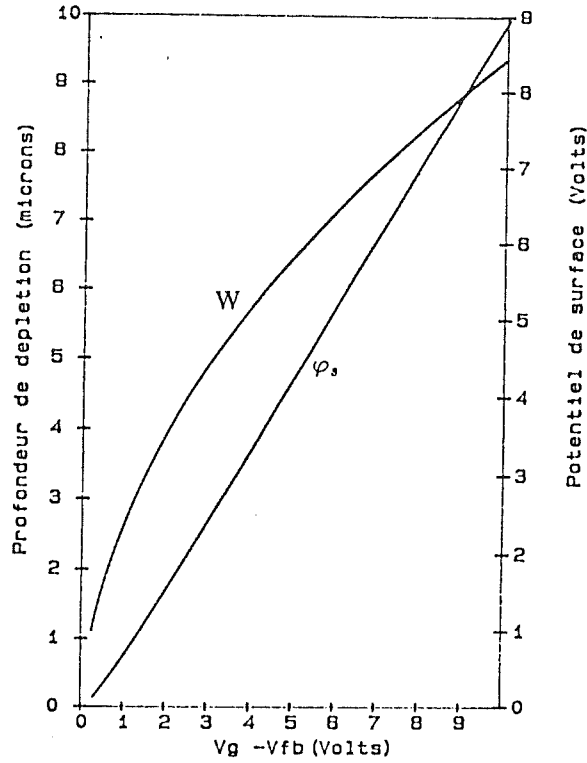


Fig. 4.3 - Potentiel de surface  $\varphi_s$  et profondeur de déplétion  $W$  en fonction de la tension grille.

La figure 4.3 donne la valeur maximum du potentiel de surface en fonction du potentiel de grille. Ce potentiel décroît en valeur absolue jusqu'à sa valeur d'équilibre :

$$\varphi_{s_{equil}} = 2 \varphi_B$$

Lorsque la température est abaissée, les densités de donneurs ou d'accepteurs ionisés diminuent progressivement de même que les densités de porteurs libres. Aux très basses températures, l'expression du niveau de Fermi est donnée par <sup>(12)</sup>

$$E_F(T) \simeq \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{k T}{2} \text{Log} \left( \frac{N_d}{2 N_c} \right)$$

Quand la température tend vers zéro,  $kT \rightarrow 0$ , et  $\text{Log} \left( \frac{N_d}{2 N_c} \right) \rightarrow +\infty$  car  $N_c$  varie comme  $T^{3/2}$  (la puissance l'emporte sur le Log). Au zéro absolu, le niveau de Fermi s'écrit alors :

$$E_F(T = 0) \simeq \frac{E_c + E_d}{2}$$

Le niveau de Fermi est alors situé au milieu, entre la bande de conduction et le niveau donneur. Quand la température augmente à partir de zéro, le niveau de Fermi s'élève tant que  $N_c$  est inférieur à  $N_d$ . Il passe par un maximum pour  $N_c = N_d$ , puis descend (fig. 4.4).

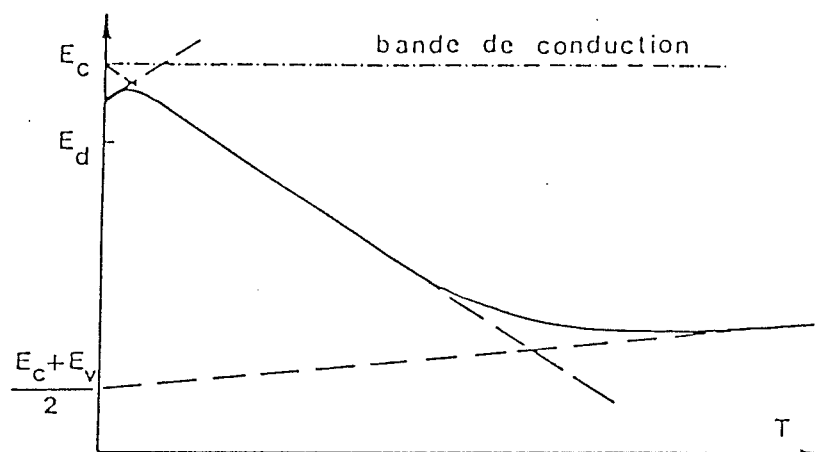


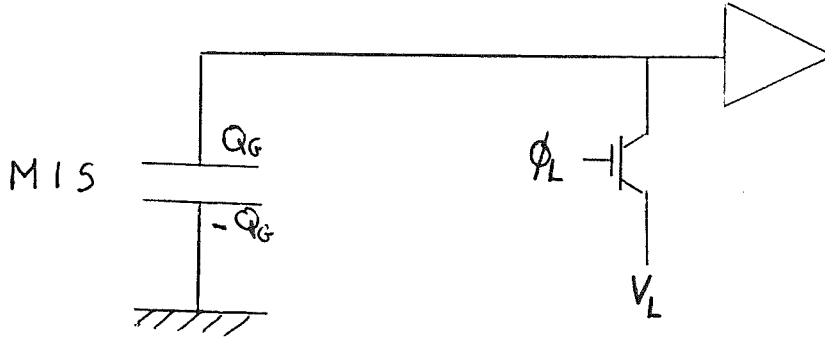
Fig. 4.4 - Allure de la variation du niveau de Fermi avec la température dans un semiconducteur de type n.

L'Insb possède un niveau donneur situé entre 0.6 et 0.4 meV de la bande de valence (cf chap. III.1.2). Dans ce domaine d'épuisement des donneurs et sans polarisation extérieure, le niveau de Fermi de l'antimoniure d'indium se bloque alors pratiquement sur le niveau d'énergie de la bande de conduction. Soit :

$$\phi_B(T = 0 K) \simeq \frac{E_g}{2}$$

## IV.2.2. Evolution du potentiel de grille à charge constante.

Si la structure est isolée électriquement (électrode flottante), le potentiel de grille va évoluer à charge de grille constante.



$$Q_g = -(Q_{inv} + Q_{depl}) = C^{te} \quad \text{soit} \quad \frac{d}{dt} (V_g - V_{fb} - \varphi_s) = 0$$

après intégration, 
$$V_g(t) = V_g(0) + \varphi_s(t) - \varphi_s(0)$$

La variation de la tension de grille est donc égale à la variation du potentiel de surface. Pour faire la mesure, il faut rajouter une capacité parasite (ligne, amplificateur de mesure, ...) en parallèle sur la capacité MIS. L'équation s'écrit alors :

$$\frac{d}{dt} (Q_g + C_p V_g) = \frac{d}{dt} [C_{ox}(V_g - V_{fb} - \varphi_s) + C_p V_g] = 0$$

qui après intégration devient

$$V_g(t) = V_g(0) + \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_p} [\varphi_s(t) - \varphi_s(0)]$$

La capacité parasite qui se greffe sur la capacité de la structure MIS, divise le signal réel de la capacité.

## IV.3 La charge maximale stockable.

Le nombre de charges stockables est maximal lorsque le potentiel de surface  $\varphi_s$  atteint sa valeur d'équilibre.

$$N_{max} = \frac{C_{ox}}{q} \left[ V_g - V_{fb} - 2 \varphi_B + \sqrt{2 V_0^2 + 2 \varphi_B} \right]$$

La figure 4.5 représente la charge totale que la structure MIS peut stocker. Cependant, la charge "utile" de la structure élémentaire représente simplement une fraction de cette valeur : les puits de potentiel ne sont jamais complètement vidés pendant leur lecture. En effet, pour des polarisations supérieures à quelques volts, le gain en charge stockable est immédiatement récupéré par la charge d'obscurité (cf chapitre VI). D'autre part, l'influence de la densité d'atomes donneurs  $N_d$  sur la charge maximale stockable devient négligeable pour  $N_d < 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  (fig. 4.6).

Finalement, seul le haut du puits de potentiel (analogie hydraulique), est accessible aux charges photoniques, la charge d'obscurité se réservant l'autre partie même si les porteurs se recombinent lors du transfert. En effet, les valeurs importantes du potentiel nécessaires à la recombinaison totale provoqueraient une densité de courant tunnel importante qui remplirait très rapidement le fond du puits de potentiel, bien avant que les photocharges n'aient pu le faire.

## IV.4. Les mécanismes de transfert.

La lecture du point élémentaire d'une matrice à transfert de charges repose sur le transport des porteurs libres d'un puits de potentiel vers son voisin. Dans la plupart des dispositifs, l'écoulement des charges s'effectue à l'interface isolant-semiconducteur. A chaque transfert, les états de surface échangent des charges avec les bandes de conduction.

- La bonne efficacité du transfert dépend des paramètres suivants :
  - largeur de l'électrode : plus une électrode est grande, plus les charges stockées sous la grille émettrice, à l'extrémité opposée du puits récepteur, ont une faible probabilité d'atteindre la seconde électrode.



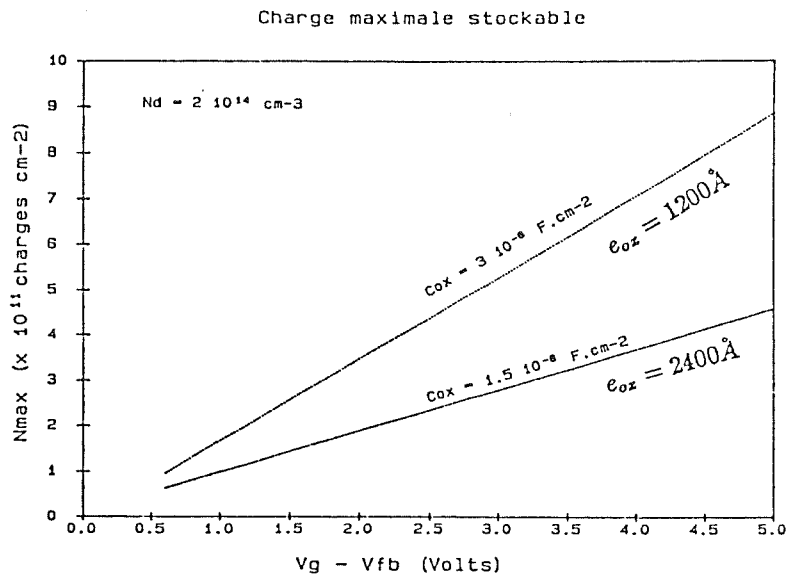


Fig. 4.5 - Charge maximale stockable de la cellule individuelle d'une matrice InSb CID-SAT, à 4.2 K

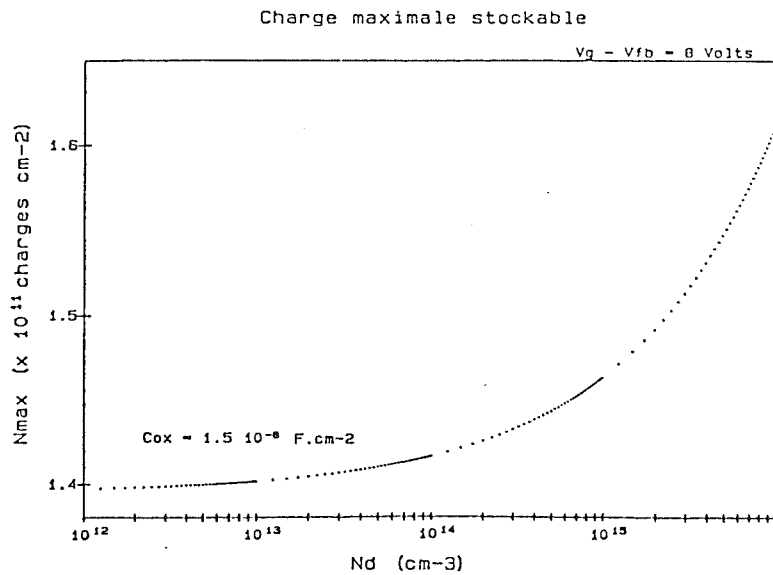


Fig. 4.6 - Charge maximale stockable d'une cellule MIS CID-SAT en fonction de la densité de porteurs.

- mobilité des porteurs : la mobilité des porteurs minoritaires détermine la vitesse du transfert
- durée du transfert : liée aux paramètres précédents mais souvent imposée par la séquence des signaux de lecture de la matrice
- la densité d'états de surface : l'inefficacité du transfert dépend de leur densité mais aussi et surtout de leurs constantes de temps de capture et d'émission.

Le bon fonctionnement du dispositif pendant le transfert des charges est conditionné par des caractéristiques d'ordre technologique très strictes. Les distances entre les électrodes doivent être suffisamment faibles pour qu'il y ait recouvrement des zones de déplétion. Il faut en outre veiller à ce que les charges ne quittent pas leur cellule élémentaire, ni pendant le stockage ni au cours du transfert entre les demi-électrodes de leur pixel. A cette fin, une diffusion latérale de polarité opposée à celle du canal est déposée sur le substrat.

Dans tout ce chapitre, on fera l'hypothèse que la distribution de charge à la surface du semiconducteur reste constante dans l'axe perpendiculaire à la direction du transfert électrode ligne  $\longleftrightarrow$  électrode colonne dans les cellules élémentaires MIS du CID. De plus, les charges mobiles étudiées seront les porteurs minoritaires, soit les trous, pour la matrice à transfert de charges CID - SAT.

- Suivant la direction de propagation des charges, Carnes décompose le champ électrique surfacique en deux parties <sup>(21)</sup> :
  - le champ électrique auto induit  $E_a(x, t)$  créé par la présence des porteurs mobiles
  - le champ électrique de bord  $E_b(x, t)$  dû aux potentiels externes appliqués sur les électrodes métalliques

En supposant que la mobilité  $\mu_p$  est indépendante du champ électrique, la densité de courant peut s'exprimer comme la somme de trois termes : effet du champ induit, effet de la diffusion thermique et enfin l'effet du champ extérieur.

$$J_p(x, t) = q \mu_p p(x, t) E_a(x, t) + q D_p \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} + q \mu_p p(x, t) E_b(x, t)$$

où  $p(x, t)$  est la concentration des porteurs de la couche d'inversion (en  $cm^{-2}$ ),  $x$  la direction de propagation des charges le long de l'interface et  $D_p$  la constante de diffusion ( $D_p = kT/q\mu_p$ ).

## IV.4.1. Equations générales.

Le potentiel de surface  $\varphi_s$  qui agit sur la surface du semiconducteur de la capacité MIS est fonction du potentiel de l'électrode métallique  $V_g$  et de la charge stockée dans le substrat :

$$\varphi_s = V_g - \frac{Q_{inv} + Q_{depl}}{C_{ox}}$$

Considérons le transfert de charges d'une électrode A (puits plein) vers une électrode B (puits vide). Le potentiel de surface de chacune des capacités est donné par :

$$\begin{aligned}\varphi_{sA} &= V_{ga} - Q_{inv}/C_{ox} - Q_a/C_{ox} \\ \varphi_{sB} &= V_{gb} - Q_b/C_{ox}\end{aligned}$$

Appliquons la tension de transfert  $V_t$  sur l'électrode B. Le potentiel de surface devient :

$$\varphi_{sB}(0) = V_t - Q_b(0)/C_{ox}$$

Pour  $V_t$  suffisamment grand en valeur absolue, le puits de potentiel sous la grille B sera plus profond que le puits de potentiel sous la grille A. Les charges s'écoulent donc de A vers B. Ceci entraîne une remontée du potentiel  $\varphi_{sA}$ , c'est à dire un abaissement du puits de potentiel correspondant. Parallèlement le puits de potentiel de la capacité B remonte avec l'arrivée des porteurs mobiles (figure 4.7).

Pendant le transfert, la concentration des trous sous la grille A n'est pas uniforme mais décroît de  $x = 0$  à  $x = L$ . Ce gradient de concentration entraîne l'existence d'un champ électrique, appelé champ auto induit  $E_a$ . Ce champ a un sens tel, qu'il pousse les trous de A vers B et par conséquent accélère le transfert. Ceci est vrai tant que la concentration au point  $x = 0$  est plus importante que celle en  $x = L$ .

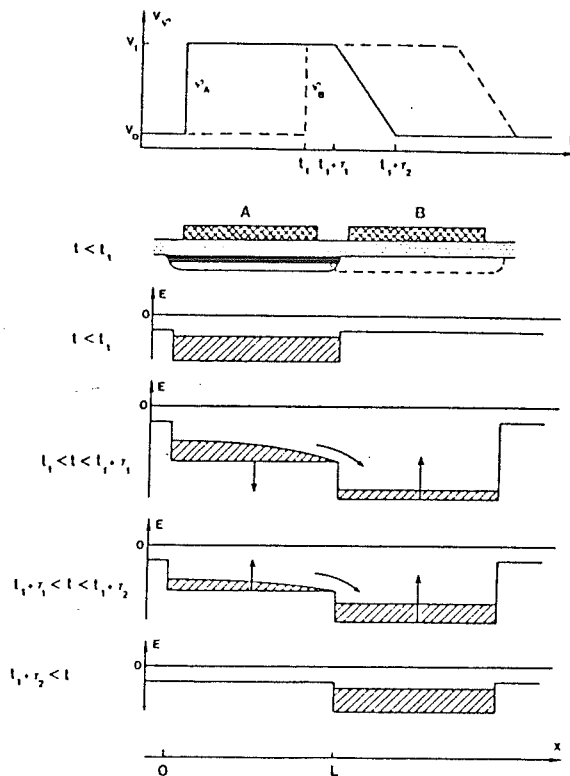


Fig. 4.7 - Transfert de charges entre deux capacités adjacentes (signaux d'horloge et distribution énergétique des porteurs).

Le champ auto induit est donné par la relation :

$$E_a = -\frac{\partial \varphi_s(x,t)}{\partial x} = \frac{q}{C_{ox}} \frac{\partial p(x,t)}{\partial x}$$

Le déplacement des trous de la capacité A vers la capacité B résulte donc de la double action des forces de diffusion et du champ auto induit. Le courant associé au déplacement de ces trous s'écrit :

$$J_p(x,t) = \mu_p q p(x,t) E_a(x,t) + q D_p \frac{\partial p(x,t)}{\partial x}$$

où  $\mu_p$  représente la mobilité des trous à l'interface.

En explicitant l'expression du champ induit, le courant s'écrit :

$$J_p(x,t) = q \left[ D_p + \frac{\mu_p q p(x,t)}{C_{ox}} \right] + \frac{\partial p(x,t)}{\partial x}$$

L'équation de continuité décrit la variation dynamique de la charge

$$\frac{\partial p(x, t)}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_p(x, t)}{\partial x}$$

Intégrons cette équation le long de l'électrode

$$q \frac{\partial}{\partial t} \int_0^L p(x, t) dx = - \frac{q}{\tau_s} \int_0^L p(x, t) dx + \int_0^L \frac{\partial J_p(x, t)}{\partial x} dx$$

$\tau_s$  représente la constante de temps d'intégration des charges piégées. Le terme  $-\frac{q}{\tau_s} \int_0^L p(x, t) dx$  traduit le nombre de charges piégées pendant le transfert vers le puits voisin.

Soit  $Q(t)$  la charge présente dans le puits de potentiel émetteur par unité de longueur :

$$Q(t) = q \int_0^L p(x, t) dx$$

L'équation de continuité s'écrit alors :

$$\frac{dQ(t)}{dt} = - \frac{Q(t)}{\tau_s} + J_p(L, t) - J_p(0, t)$$

Ainsi les conditions limites du courant et le modèle qui sera choisi pour représenter le piègeage des porteurs minoritaires détermineront le comportement transitoire de la charge présente dans le puits de potentiel émetteur.

Remarque : seules les conditions limites aux extrémités du puits émetteur fixent le mode du transfert. Aucune restriction sur les distributions spécifiques actives à l'intérieur du puits de potentiel ne limitent le système.

## IV.4.2. L'équation de transport.

A l'extrémité gauche du puits émetteur, le courant est supposé nul à chaque instant,  $J_p(0, t) = 0$ . Ceci implique une barrière de potentiel infinie qui évite le retour des porteurs minoritaires et assure un écoulement unidirectionnel. Cette condition est nécessaire pour un bon transfert. A l'extrémité droite du puits émetteur, la valeur limite du courant est constante, différente de zéro (figure 4.8).

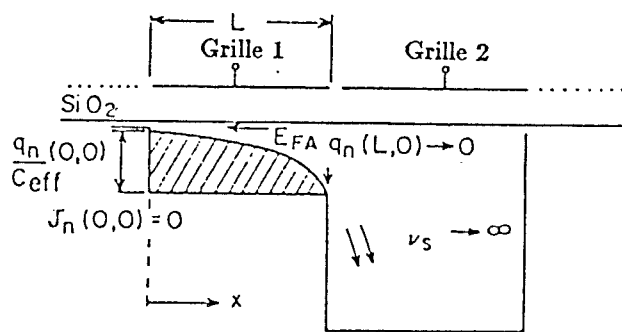


Fig. 4.8 - Schéma du transport <sup>(10)</sup>  
(conditions initiales et conditions limites).

Pour permettre le déplacement de l'information, la grille du puits récepteur est portée au potentiel de déplétion profonde. La chute de la barrière de potentiel permet l'écoulement des charges. Mathématiquement, le transfert se schématise par une charge idéale qui tombe dans le puits récepteur dès son entrée. En ce point d'abscisse  $x = L$ , les charges s'écoulent avec une densité de courant finie, leur vitesse est égale à la vitesse de saturation. Cependant dans l'analyse qui suit, la charge est supposée pratiquement nulle en ce point avec une vitesse infinie pour conserver une densité de courant finie. Ainsi les conditions limites dans le puits émetteur s'expriment par :

$$\begin{aligned}
 J_p(0, t) &= 0 \\
 J_p(L, t) &= - \lim_{\substack{v_s \rightarrow \infty \\ \text{quand } x \rightarrow L}} [q v_s p(x, t)] \quad \text{lorsque } x \rightarrow L \\
 \lim_{x \rightarrow L} p(x, t) &= 0 \quad \text{lorsque } x \rightarrow L
 \end{aligned}$$

Après leur étude mathématique sur l'importance de l'approximation de la vitesse infinie, Strain et Schryer concluent que l'effet est négligeable <sup>(22)</sup>.

Pour  $0 < x < L$ , l'équation du courant est

$$J_p(x, t) = q D_p \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} + \mu_p q p(x, t) E(x, t)$$

$$\text{avec } E(x, t) = E_a(x, t) + E_b(x, t)$$

Dans une analyse à une dimension, le potentiel de surface s'exprime par

$$\varphi_s = V_g - V_{fb} - \frac{Q_{inv} + Q_{depl}}{C_{ox}} = V_g - V_{fb} - \frac{Q_{inv}}{C_{eff}}$$

où  $C_{eff}$  est la capacité réelle de surface (par unité de surface).

Avec ces hypothèses, l'équation de transport devient :

$$\frac{dQ(t)}{dt} = -\frac{Q(t)}{\tau_s} + \left[ q D_p \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} + \frac{q^2 \mu_p}{C_{eff}} p(x, t) + q \mu_p p(x, t) E_{ext} \right]_{x=L}$$

Le produit  $p(x, t) [\partial p(x, t)/\partial x]_{x=L}$  doit être évalué en termes finis. Au premier ordre de l'approximation en  $x = L$ , la valeur est égale à la moyenne du produit pris à l'intérieur du puits émetteur. Physiquement, ceci équivaut à prendre comme valeur du courant au point L, sa valeur moyenne à l'intérieur du puits émetteur.

$$p(x, t) \left[ \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} \right]_{x=L} = \frac{1}{L} \int_0^L p(x, t) \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} dx = -\frac{1}{2L} [p(0, t)]^2$$

Dans l'hypothèse où les temps de commutation des horloges sont nuls, la résolution de l'équation de transport ne dépend que du profil de la distribution de charge. Des solutions numériques de la forme non linéaire de l'équation de transport révèlent le comportement transitoire de la distribution de charges <sup>(22)</sup> <sup>(23)</sup>. Cependant une solution analytique de l'équation de continuité peut être obtenue en transformant l'équation non linéaire en une équation différentielle à coefficients indépendants du temps. L'hypothèse du contrôle des charges, postulat de la redistribution instantanée des porteurs, conduit à une solution.

Le temps de réponse de la distribution des porteurs correspond au temps de relaxation de la couche d'inversion <sup>(24)</sup>. Mathématiquement, la redistribution instantanée des charges résulte de la réponse des variables :  $q p(x, t) = g(x) f(t)$ .

La grande mobilité des porteurs dans l'InSb (cf paragraphe III.1.4), fait que le profil de la fonction d'espace reste inchangé pendant la transition. Par exemple, les charges mobiles se redistribuent elles-mêmes instantanément pour suivre la forme de la distribution initiale. Cependant, l'amplitude est pondérée par la fonction  $f(t)$  pour satisfaire la forme intégrale de l'équation de transport.

#### IV.4.3. L'effet du champ induit.

Revenons à l'équation de continuité qui peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left[ D_{eff} \frac{\partial p(x,t)}{\partial x} \right]$$

$$D_{eff} = D' + D_p$$

$$D' = [q \mu_p p(x,t)] / C_{ox}$$

$$D_p = \mu_p kT/q$$

( $D_p$  coefficient de diffusion thermique)

Comparons les deux termes composant  $D_{eff}$ .

$$\frac{D'}{D_p} = \frac{q p(x,t) / C_{ox}}{k T / q}$$

Lorsque le puits de potentiel est plein,  $p(x,t)$  est important,  $D' \gg D_p$  et  $D_{eff} \simeq D'$ , le transfert est alors régi par le champ auto induit. Lorsque le puits de potentiel se vide,  $p(x,t)$  devient petit,  $D' \ll D_p$  et  $D_{eff} \simeq D_p$ , le transfert est maintenant régi par la diffusion thermique. Ainsi à température ambiante, le début d'un transfert est contrôlé par le champ auto induit (quelques nanosecondes) et la fin par la diffusion thermique. Si l'on abaisse la température, l'effet de la diffusion thermique s'amointrit (fig. 4.9).



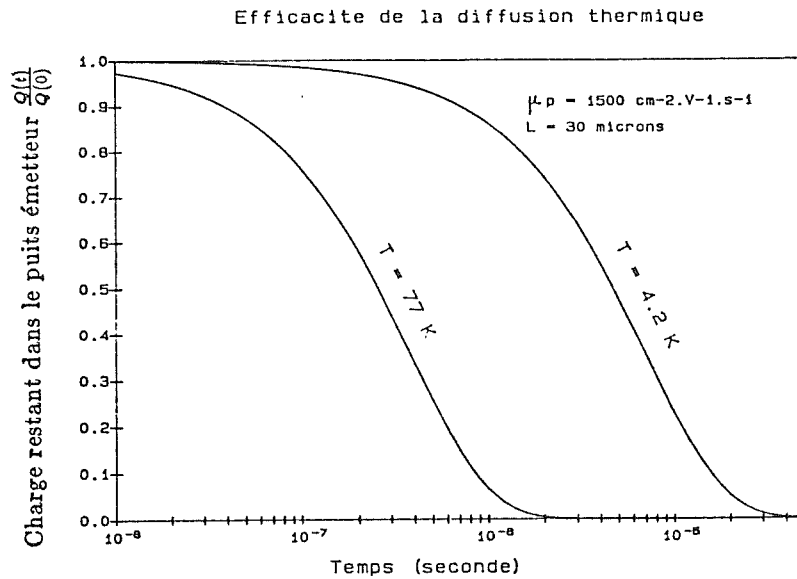


Fig. 4.9 - Effet de la diffusion thermique en fonction de la température du semiconducteur InSb.

Considérons le transfert où le processus est régi essentiellement par le champ auto induit. Le courant  $J_p(x, t) = \mu_p p(x, t) E_a(x, t)$  associé au déplacement de ces trous, équivaut à un courant de diffusion dont la constante de diffusion dépend de la concentration des porteurs mobiles. Dans ces conditions, l'équation de continuité devient :

$$\frac{\partial p(x, t)}{\partial t} = \frac{q \mu_p}{C_{ox}} \frac{\partial}{\partial t} \left[ p(x, t) \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} \right]$$

Si la concentration des porteurs  $p(x, t)$  se sépare en produit de fonctions à variables séparées  $f(x)g(t)$ , la charge présente dans le puits émetteur est <sup>(21)</sup> :

$$Q(t) = Q(0) \frac{t_o}{t + t_o}$$

$$t_o = \frac{2 L^2 C_{ox}}{\pi q \mu_p p_o} \simeq \frac{1.3 \cdot 10^{-2}}{p_o} \quad \text{avec } p_o \text{ en charges pixel}^{-1}$$

$t_o$  est inversement proportionnel à la population initiale des porteurs  $p_o$ . Pour  $p_o \simeq 10^6$  trous  $cm^{-2}$ ,  $t_o \simeq 10$  nanosecondes. Comparé aux 50 nanosecondes de temps de commutation des horloges , l'effet auto induit est presque immédiat.

## IV.4.4. Transfert par diffusion thermique.

L'équation de diffusion se réduit à l'équation classique :

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2}$$

conditions aux limites sont (figure 4.8) en  $x = L$   $p(L,t) = 0$   
 en  $x = 0$   $\partial p(0,t) / \partial x = 0$

La solution de l'équation de diffusion est alors de la forme :

$$p(x,t) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k \cos(\lambda_k x) e^{-\lambda_k^2 D_p t}$$

$$\lambda_k = \frac{\pi}{2L} (2k + 1)$$

$$a_k = \frac{2}{L} \int_0^L p(x,0) \cos \left[ (2k + 1) \pi \frac{x}{2L} \right] dx$$

La quantité totale de charges existant sous la grille A à l'instant t, est :

$$N(t) = \int_0^L p(x,t) dx$$

$$\text{soit : } N(t) = \sum_{k=0}^{\infty} \left[ \frac{a_{2k}}{\lambda_{2k}} e^{-\lambda_{2k}^2 D_p t} - \frac{a_{2k+1}}{\lambda_{2k+1}} e^{-\lambda_{2k+1}^2 D_p t} \right]$$

Compte tenu de la présence du terme  $\lambda^2$  dans la série de Fourier, on peut se limiter au premier coefficient du développement. En première approximation, le nombre de charges présentes dans le puits devient :

$$N(t) = \frac{2 a_0 L}{\pi} e^{-\frac{t}{\tau_d}}$$

En posant  $\tau_t = L^2 / D_p$ , où  $\tau_t$  représente le temps de transit des porteurs sur la longueur de l'électrode sous l'action des forces de diffusion. La constante de temps  $\tau_d$  s'écrit alors :

$$\tau_d = \frac{4 \tau_t}{\pi^2} \simeq 0.4 \tau_t = 7 \mu s \quad (T = 4.2 K \text{ et } \mu_p \simeq 1500 \text{ cm}^2 V^{-1} s^{-1})$$

Ainsi lorsque le champ auto induit devient négligeable (après une centaine de nanosecondes), la densité de charges restant sous une grille, décroît exponentiellement avec la constante de temps  $\tau_d$ . A la température de l'hélium liquide, l'effet de la diffusion thermique est environ 50 fois plus faible qu'à la température de l'azote liquide (fig. 4.9).

Les résultats d'une solution numérique<sup>(23)</sup> de l'équation de transport sont représentés sur la figure 4.10 pour plusieurs valeurs de la densité initiale de porteurs. On constate que le premier stade du transfert, qui est régi par le champ auto induit, est rapide. Quand  $p(t)$  diminue, le champ induit diminue et le processus obéit à la diffusion thermique des porteurs. Le transfert devient exponentiel avec la constante de temps  $\tau_d$ . Il faut remarquer que si la densité initiale de charge  $p_0$  est faible le paramètre  $a = D_p / D'$  est grand et le régime de diffusion devient prépondérant <sup>(23)</sup>.

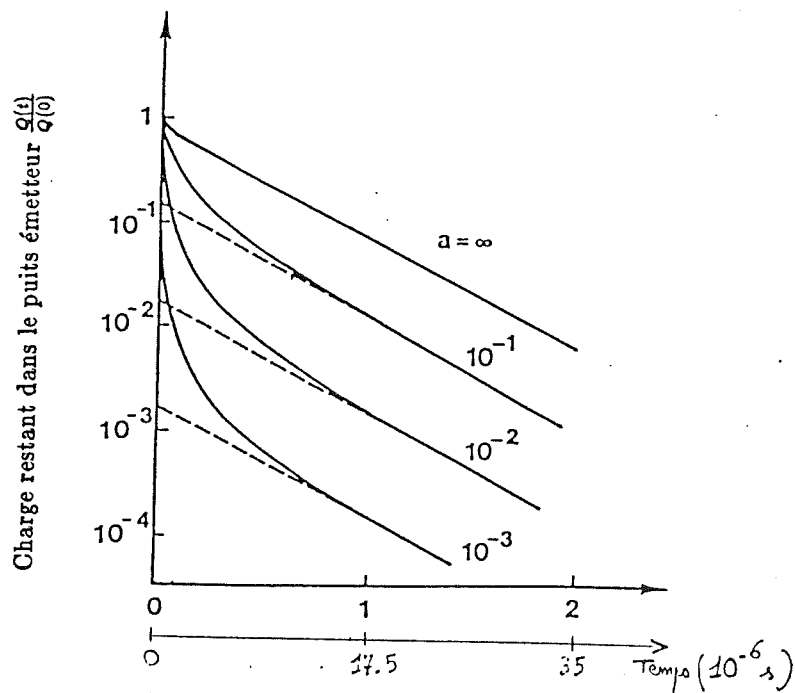


Fig. 4.10 - Evolution dans le temps de la charge existant sous la grille émettrice. Le paramètre  $a$  représente l'inverse de la densité initiale de porteurs par unité de surface <sup>(6)</sup>.

L'abaissement de la température réduit considérablement l'effet de la diffusion thermique. Ce point est particulièrement sensible dans le transfert de petites quantités de porteurs, domaine où la diffusion thermique est responsable du transport des charges. Si l'effet des charges capturées par les états de surface est négligé, la mobilité de surface reste le seul paramètre sensible à la température. Dans le domaine de température inférieure à 100 K, la mobilité de surface des porteurs croît lorsque la température décroît <sup>(26)</sup> (cf paragraphe III.1.4).

#### IV.4.5. L'effet de bord.

Le potentiel de surface d'une capacité MIS est influencé par le potentiel de polarisation des grilles adjacentes. Le résultat est l'existence d'un champ de surface, même en l'absence de charges mobiles à l'interface. Pour le transfert CCD, le champ de bord a le même sens que le champ auto induit compte tenu de la séquence des signaux d'horloge (figure 4.11-a). Il assure le transfert des charges dans la dernière phase du processus, quand les effets du champ auto induit et de la diffusion thermique deviennent négligeables en raison de la faible densité de porteurs. Dans la matrice CID, le transfert est réalisé entre une électrode fixe et une électrode flottante (fig. 4.11-b). Le sens de transfert grille fixe ↔ grille flottante, déterminera l'effet du champ de bord et par conséquent la qualité de la fin de transfert (cf paragraphe V.3).

L'importance du champ de bord est fonction de l'épaisseur d'isolant de la longueur des électrodes, du dopage du substrat et du rapport des tensions grilles. Un calcul rigoureux de ce champ est très difficile car il nécessite l'intégration de l'équation de Poisson à 2 dimensions.

Pour un CCD 3 phases, Carnes donne une expression approximative du champ de bord <sup>(21)</sup> :

$$E_b = \frac{13}{2} \frac{E_{ox} V_{ab}}{L} \left[ \frac{5 \frac{W}{L}}{1 + 5 \frac{W}{L}} \right]^4$$

où L représente la distance entre les deux électrodes centre à centre, W la profondeur de déplétion sous l'électrode et  $V_{ab}$  la différence de potentiel entre les deux électrodes A et B.

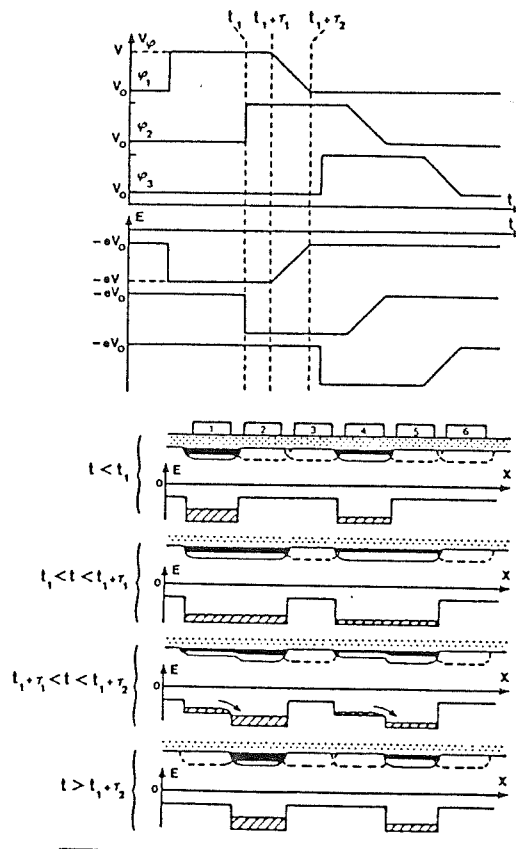


Fig. 4.11.a - Séquence des signaux d'horloge et transfert de charges dans un CCD.

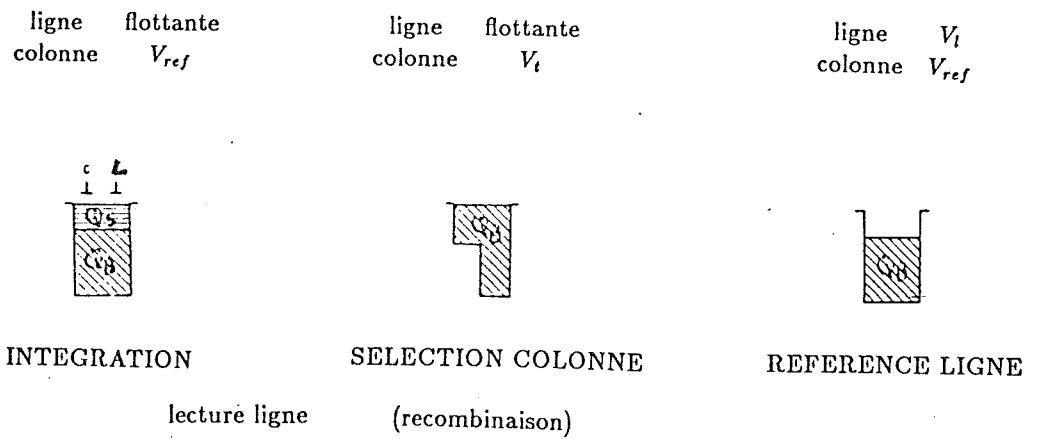


Fig. 4.11.b - Transfert de charges dans un CID.

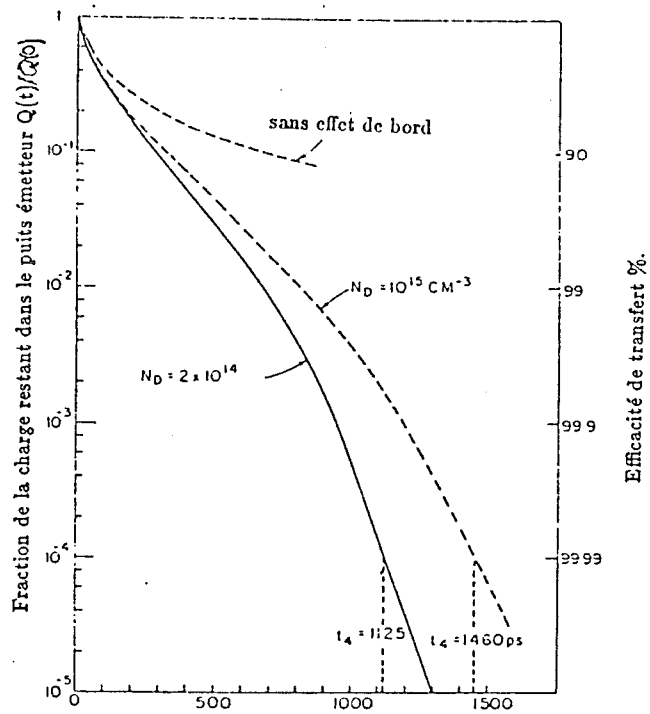


Fig. 4.12 - Effet du champ de bord sur la fin du transfert de charges (le temps est exprimé en pico-secondes)

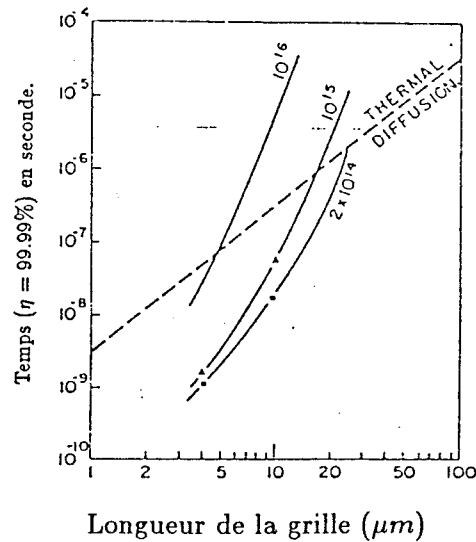


Fig. 4.13 - Temps requis pour atteindre  $\eta = 99.99\%$ , en fonction de la longueur de la grille. Dans chacun des cas, le temps maximum est déterminé par la diffusion thermique, dans le silicium.

L'analyse de la figure 4.12 montre que la plus importante partie des charges transférée par l'intermédiaire du champ auto-induit, suivant une constante de temps hyperbolique. Par contre, les derniers pour cent de la charge suivent une décroissance exponentielle sous l'influence du champ de bord ou de la diffusion thermique suivant le dessin des électrodes (fig. 4.13).

IV.4.6. L'effet des charges relâchées par les états de surface.

- Dans une structure MIS réelle, plusieurs effets viennent perturber les résultats obtenus à partir d'un modèle simplifié. Nous pouvons en donner une classification assez générale comme le montre la figure 4.14 :

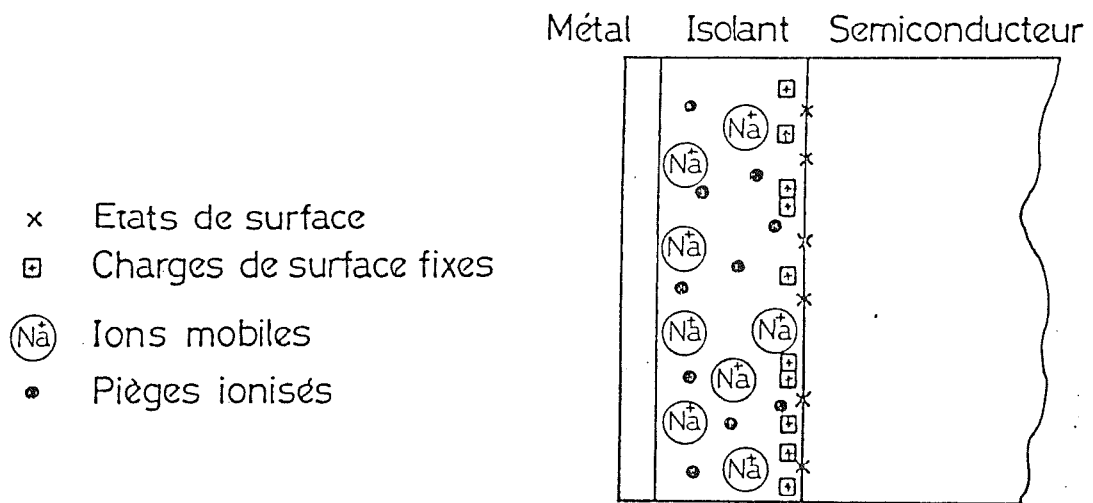


Fig. 4.14 - Classification générale des états de surface et des charges dans une structure MIS réelle.

- des états de surface ou encore états d'interface qui peuvent être définis comme des niveaux d'énergie situés dans la bande interdite du semi-conducteur, à l'interface isolant - semiconducteur et qui peuvent plus ou moins rapidement échanger des charges avec le semiconducteur.
- des charges fixes localisées près ou à l'interface du semiconducteur (sur une distance de l'ordre de 20 nm) et indépendantes du potentiel appliqué.

- des ions mobiles, comme par exemple le sodium, qui pourront migrer à l'intérieur de l'isolant sous l'action d'un champ électrique ou d'une température.
- des pièges pouvant être ionisés par radiation lumineuse.

Les états de surface sont intimement liés à l'existence de défauts intrinsèques à l'interface semiconducteur isolant. Mais il existe bien d'autres états de surface, comme par exemple des liaisons libres dues à la rupture de la périodicité du réseau. Ces états de surface sont caractérisés par leur densité  $N_s$ , leur section de capture  $\sigma$ , leur distribution en énergie  $E_s$ , et par la valeur moyenne de la vitesse de surface des porteurs,  $V_{sm}$ .

Avec l'hypothèse d'un seul niveau d'énergie pour les états de surface, l'équation de continuité et l'équation des états de surface forment un couple d'équations différentielles.

$$\begin{cases} \frac{dQ(t)}{dt} = -\frac{dQ_s(t)}{dt} + J_p(L, t) \\ \frac{dQ_s(t)}{dt} = \frac{Q(t)}{\tau_c} - \frac{Q_s(t)}{\tau_e} \end{cases}$$

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{\sigma V_{sm}}{W_{inv}} \frac{N_s - Q_s(t)}{q L} \quad \tau_e = \frac{1}{\sigma V_{sm} N_c} e^{\frac{E_s}{kT}}$$

$N_c$  est la densité d'états dans la bande de conduction et  $W_{inv}$  la largeur de la couche d'inversion.

La durée de vie  $\tau_c$  d'un porteur mobile est inversement proportionnelle à la densité de pièges non occupés  $N_s - (Q_s(t)/q L)$  où  $N_s$  est la densité des états de surface par unité de surface. La différence entre le nombre de trous capturés par les états de surface et la quantité de trous libérés, donne le nombre de porteurs piégés  $Q_s(t)$ .  $1/\tau_e$  est la probabilité de l'émission du trou piégé par un état de surface. En d'autres termes,  $\tau_e$  représente la valeur moyenne du temps de capture d'un trou par un piège.  $\tau_e$  varie comme l'exponentielle du produit de la différence d'énergie entre les états de surface et la bande de valence par l'inverse de la température. Ainsi les basses températures favorisent le phénomène de dépiégeage. Par contre, si le niveau d'énergie du piège devient très profond dans la bande interdite, alors le processus de capture peut dominer.

L'inefficacité de transfert due aux états d'interfaces, peut être minimisée en remplissant chaque puits avec une quantité fixe de charges, typiquement 10 à 20 % de la saturation <sup>(25)</sup>.



## IV.4.7. L'efficacité du transfert de charges.

Lorsque le transfert est terminé, une fraction des charges réside encore sous la grille de départ. Le rapport de la quantité de charges transférées vers l'électrode B à la quantité de charges initialement présentes sous la grille A est appelé efficacité de transfert. Si  $Q(t)$  représente la charge dans le puits de potentiel A à l'instant  $t$ , l'efficacité de transfert est définie par :

$$\eta = \frac{Q(0) - Q(t)}{Q(0)} = 1 - \frac{Q(t)}{Q(0)}$$

Dans la caractérisation des systèmes à transfert de charges, on utilise plutôt la notion d'inefficacité de transfert définie par :

$$\varepsilon = 1 - \eta = \frac{Q(t)}{Q(0)}$$

La charge du puits de potentiel émetteur, est définie par :

$$Q(t) = f(t) \int_0^L g(x) dx = f(t) N$$

Si  $\tau_t = L^2 / D_p$ , la fraction  $F(t, \tau_s)$  de la charge mobile restant dans le puits émetteur est :

$$F(t, \tau_s) = \frac{Q(t)}{Q(0)} = \frac{e^{-\alpha t}}{1 + A(1 - e^{-\alpha t})}$$

$$\alpha = \frac{\mu_p V}{L^2} \quad A = \frac{Q_m L^2 g^2(0)}{2 N^2 C_{eff} V}$$

$$V = \frac{L^2}{\mu_p \tau_s} - \frac{D_p L^2 g'(L)}{\mu_p N} \quad \text{pour } \tau_s \text{ fini}$$

$Q_m$  est le niveau moyen initial de la charge par unité de surface.  $\alpha$  est l'inverse d'un temps,  $A$  sans unité et  $V$  s'exprime en volt.

L'efficacité du transfert de charge en l'absence d'états de surface est simplement

$$\eta(t) = 1 - F(t, \tau_s \rightarrow +\infty)$$

Si les états de surface ne sont pas négligés, l'efficacité de transfert peut être développée à partir de l'équation de continuité, avec  $J_p(0, t) = 0$  :

$$\eta(t, \tau_s) = -\frac{1}{Q(0)} \int_0^t J_p(L, t') dt' = -\int_0^t \frac{d Q(t')}{dt' Q(0)} dt' - \frac{1}{\tau_s} \int_0^t \frac{Q(t')}{Q(0)} dt'$$

$$\eta(t, \tau_s) = 1 - F(t, \tau_s) - \frac{1}{\tau_s} \int_0^L F(t', \tau_s) dt' = 1 - F(t, \tau_s) - F_{perte}(t, \tau_s)$$

où  $F_{perte}(t, \tau_s)$  représente la fraction de la charge perdue pendant le transfert.

$$F_{perte}(t, \tau_s) = -\frac{1}{\tau_s \alpha A} \ln [1 + A(1 - e^{-\alpha t})]$$

Le choix d'une distribution de charges qui vérifie les conditions aux limites définies au paragraphe IV.4.2 n'est pas difficile à trouver. Par exemple, un des choix le plus simple est la fonction  $\cos(\pi x/2L)$ . Ainsi :

$$g(0) = 1 \quad , \quad g'(L) = -\pi/2L \quad \text{et} \quad N = \int_0^L \cos(\pi x/2L) dx = 2L/\pi$$

$$\text{avec} \quad V = \frac{L^2}{\mu_p \tau_s} + \frac{\pi^2 D_p}{4 \mu_p} = \frac{L^2}{\mu_p \tau_s} + \frac{\pi^2 kT}{4 q}$$

$$A = \frac{\pi^2 Q_m}{8 V C_{eff}}$$

Utilisons la distribution cosinus pour étudier le transfert dans la cellule individuelle de la matrice CID. Tout d'abord, sans les états de surface ( $\tau_s \rightarrow +\infty$ ). La figure 4.15 représente la courbe de l'inefficacité de transfert en fonction de la durée du transfert ( $Q_m = 5 \cdot 10^6$ ,  $C_{eff} = 10^{-12} F$ ). Après 500 nanosecondes, 95% des charges sont transférées. Le tableau 4.16 donne des valeurs de l'inefficacité de transfert qui ne figurent pas sur la figure 4.15.

temps ( $\mu s$ )	$\epsilon$
1	$6.1 \cdot 10^{-3}$
2	$2.9 \cdot 10^{-3}$
3	$1.8 \cdot 10^{-3}$
4	$1.2 \cdot 10^{-3}$
5	$0.9 \cdot 10^{-3}$

Tableau 4.16 Inefficacité de transfert d'une cellule CID lorsque  $\tau_s \rightarrow +\infty$  (pas d'état de surface)

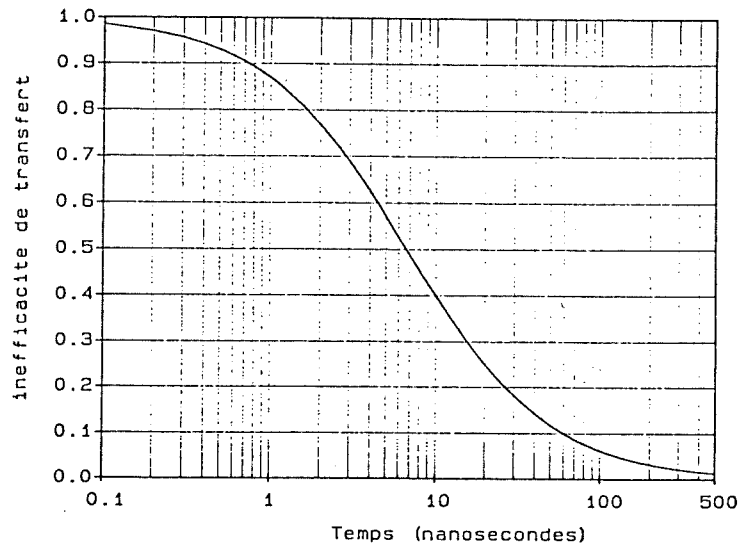


Fig. 4.15.a - Inefficacité de transfert (sans état de surface) entre deux capacités InSb-MIS,   4.2 K

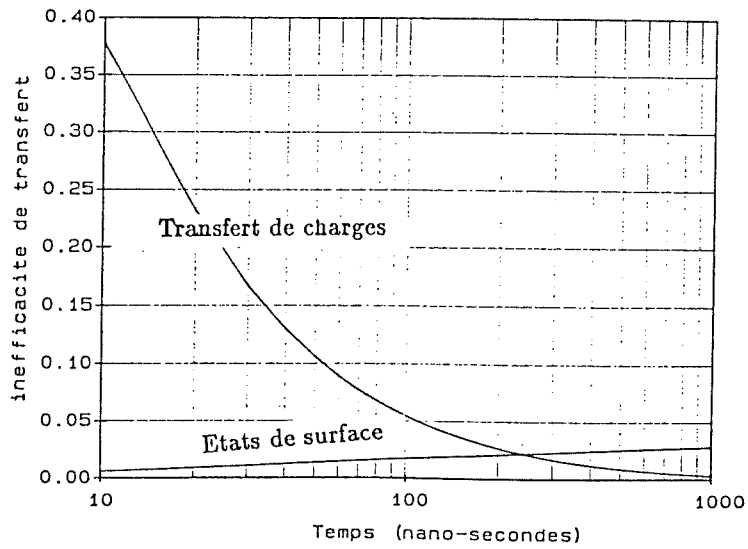


Fig. 4.15.b - Inefficacité de transfert limitée par les  tats de surface entre deux capacités InSb-MIS,   4.2 K

Si maintenant les états de surface ne sont plus ignorés, la figure 4.17 représente la limite de l'efficacité de transfert : au delà de quelques centaines de nanosecondes, il devient impossible d'améliorer le rendement du transfert de charges. En effet, les pièges de surface situés sous la seconde électrode vont échanger des porteurs avec la zone d'inversion située sous cette grille. La capture des charges contribue à diminuer l'efficacité du transfert. Notre intérêt est donc de trouver la fréquence des signaux de transfert (compatible avec l'électronique) qui soit suffisamment rapide pour contrer l'effet des états de surface. Dans la pratique, le transfert est actif pendant  $2 \cdot 10^{-6}$  seconde. Nous sommes donc limités par les pièges dont la constante de temps est inférieure à 2 microsecondes.

Les photocharges générées dans le puits de potentiel  $xy$  d'une matrice CID sont lues dans le pixel  $xy$ . Les charges ne sont pas transférées pour être comptabilisées. Le but du transfert des porteurs à l'intérieur de la cellule individuelle, est la recombinaison des porteurs, si la lecture est du type parallèle (cf paragraphe V.3). A l'opposé, dans les matrices de détection associées à des systèmes de lecture CCD, les charges sont transportées depuis le puits de potentiel  $xy$  vers une capacité de lecture. Dans le cas d'une matrice CCD  $32 \times 32$ , le nombre de transferts varie entre 1 et 64 suivant la localisation du pixel sur la matrice. La fiabilité de l'information lue, dépend alors de la qualité du transport de ces charges : les porteurs sont transférés de puits en puits, il faut en perdre le moins possible avant d'atteindre la capacité de lecture.

#### IV.4.8. Conclusion.

Le transport des porteurs d'une zone d'inversion vers le puits de potentiel adjacent est commandé par trois processus qui jouent chacun un rôle à des instants différents : le champ auto induit, la diffusion thermique et le champ de bord. A la température de l'hélium liquide, la diffusion thermique s'estompe. Avec la fréquence de nos signaux de commande, le transfert des charges dans la cellule CID ( $4.2 \text{ K}$ ) est limité par les états de surface. Le transport des charges pendant le mode de lecture de la mosaïque CID ne correspond pas au transfert de l'information stockée dans le pixel : il sert surtout à la recombinaison des charges. Néanmoins, nous verrons au chapitre V, que le sens du transfert puits ligne  $\leftrightarrow$  puits colonne détermine la valeur du coefficient de remplissage de la matrice CID.

# Chapitre V

## Les modes de lecture

1 - Etude de la tension de sortie.

1.1 - Cas simplifié.

1.2 - Effet des capacités extérieures.

1.3 - Effet des autres charges présentes dans la ligne.

1.4 - Mesures réelles sur la matrice 32 x 32 INSU

2 - Mode de lecture d'une matrice CID.

2.1 - Méthode de lecture de la charge intégrée par une structure MIS.

2.2 - Principe de la lecture CID

2.3 - Lecture négative.

2.4 - Lecture positive.

3 - Choix du mode de lecture.

3.1 - Le profil spatiale de la sensibilité

3.2 - Etude du rendement suivant la géométrie du point élémentaire.

4 - Conclusion.

## Les modes de lecture.

Plusieurs types de lecture sont envisageables pour extraire l'information contenue dans les cellules élémentaires. Un descriptif de ces systèmes résume les qualités et les défauts de chaque mode. Puis l'étude des résultats expérimentaux de la sensibilité spatiale explique notre choix : le mode de lecture parallèle par transfert positif. Mais pour commencer, examinons la variation de la charge lue dans une cellule individuelle et les effets créés par la mise en parallèle de  $N$  capacités MIS.

### V.1. Etude de la tension de sortie.

Pour une simple capacité MOS la relation entre le potentiel de grille  $V_g$ , le potentiel aux bornes de l'oxyde  $V_{ox}$  et le potentiel de surface  $\varphi_s$  est (cf. paragraphe IV.2) :

$$V_g - V_{fb} = V_{ox} + \varphi_s$$

$$V_{ox} = \frac{Q_{inv} + Q_{depl}}{C_{ox}} \quad \varphi_s = \frac{q N_d W^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_{sc}} \quad Q_{depl} = q N_d W$$

## V.1.1. Cas simplifié.

Modélisons une ligne de la matrice comme la mise en parallèle de  $n$  capacités MOS <sup>(28)</sup>. Supposons pour commencer que sur les  $n$  capacités de la ligne, une seule contienne la charge d'inversion  $Q_{inv}$ , soit  $i$  l'indice de cette colonne. La ligne est portée au potentiel  $V_l$ . La charge stockée dans cette ligne est donnée par  $Q_l$ , en  $C.cm^{-2}$  :

$$Q_l = (n - 1) q N_d W_j + Q_{inv} + q N_d W_i$$

où  $W_j$  est la profondeur de déplétion des puits colonnes d'indice  $j$ .

Pendant le transfert la charge  $Q_{inv}$  se recombine. Cependant la charge  $Q_l$ , stockée sur les armatures lignes des capacités reste inchangée car la ligne est isolée de tout potentiel extérieur pendant la période de lecture. Comme toutes les capacités lignes voient le même potentiel, la profondeur de déplétion  $W_f$ , après transfert, est la même pour toutes les colonnes. La charge  $Q_l$  s'exprime maintenant par la relation suivante :

$$Q_l = n q N_d W_f$$

la tension aux bornes de l'oxyde, après transfert, s'écrit :

$$V_{oxf} = \frac{q N_d W_f}{C_{ox}}$$

le potentiel de surface devient :

$$\varphi_{sf} = \frac{q N_d W_f^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_{sc}}$$

La valeur de la tension ligne  $V_{lf}$  devient en éliminant  $W_f$

$$V_{lf} = \frac{q N_d}{C_{ox}} \frac{Q_l}{n q N_d} \frac{q N_d}{2 \epsilon_0 \epsilon_{sc}} \left( \frac{Q_l}{n q N_d} \right)^2$$

Éliminons  $Q_l$  dans l'équation précédente, puis avec l'hypothèse de l'homogénéité des puits de potentiel, soit  $W_j \simeq W$ , la tension ligne après transfert s'écrit :

$$V_{I_f} = \frac{q N_d W}{C_{ox}} + \frac{q N_d W^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_{sc}} + \frac{Q_{inv}}{n} \left( \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{depl}} \right) + \left( \frac{Q_{inv}}{n} \right)^2 \frac{1}{2 q N_d \epsilon_0 \epsilon_{sc}}$$

La figure 5.1 représente le signal de sortie en fonction de la charge stockée, avec le nombre de points élémentaires par ligne comme paramètre. Les courbes sont linéaires en fonction de la charge d'inversion. Pour une charge donnée, le signal de sortie diminue lorsque le nombre d'éléments de la matrice augmente; c'est un effet purement capacitif. La capacité de lecture est égal à la somme des N capacités MIS mis en parallèles.

$$\begin{aligned} V_l &= 8 \text{ Volts} \\ N_d &= 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \\ \epsilon_0 &= 8.854 \cdot 10^{-14} \text{ F.cm}^{-1} \\ \epsilon_{sc} &= 17.7 \\ \epsilon_{ox} &= 3.9 \\ W_{max} &= 9.45 \text{ } \mu\text{m} \\ Q_s(max) &= 10^{-8} \text{ C.cm}^{-2} \\ S_{grille} &= 1800 \text{ } \mu\text{m}^2 \end{aligned}$$

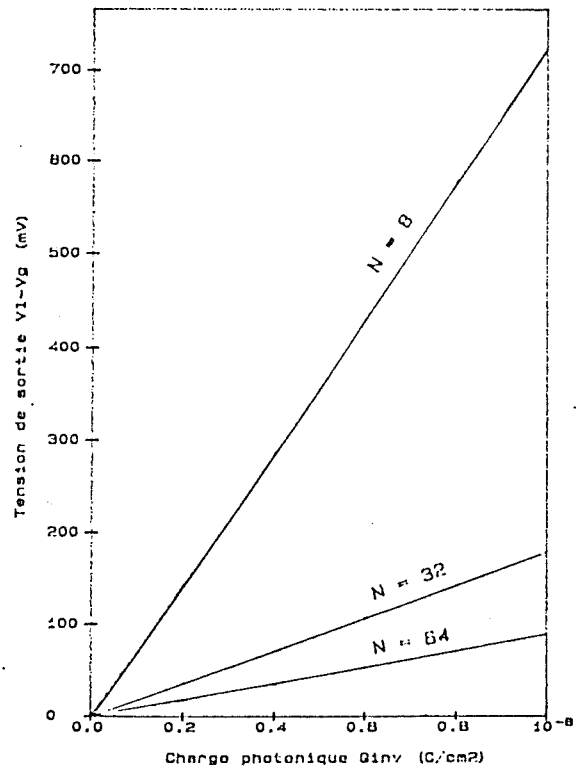


Fig. 5.1 - Dépendance du signal de sortie en fonction de la charge photonique, avec le nombre de points élémentaires ligne comme paramètre (simulation).

Nous verrons au chapitre VI que la charge d'obscurité remplit très rapidement une fraction importante de la charge maximale stockable. La charge maximale d'inversion réellement utile est de deux millions de trous par pixel soit  $10^{-8} \text{ C.cm}^{-2}$ .



## V.1.2. Effet des capacités extérieures.

La capacité d'entrée de l'amplificateur, la capacité de l'interrupteur (ligne maintenue au potentiel de référence) relient les structures MOS au système électronique. Des capacités parasites viennent s'ajouter à la capacité de la ligne. Soit  $C_p$  la capacité équivalente aux capacités autres que la somme des  $n$  capacités MOS. En suivant la même procédure que précédemment :

$$Q_l = A (n - 1) N_d W_j + A (Q_{inv} + q N_d W_i) + C_p V_l$$

Après l'injection de  $Q_{inv}$ ,  $Q_l$  reste constant mais maintenant,

$$Q_l = A n q N_d W_l + C_p V_{lf}$$

Le résultat passe par la résolution d'une équation du second degré en  $V_l$  :

$$\alpha V_{lf}^2 + \beta V_{lf} + \gamma = 0$$

$$\alpha = \frac{C_p}{2 \epsilon_0 \epsilon_{sc} A q N_d}$$

$$\beta = -1 - \frac{C_p}{C_{ox} n A} \frac{C_p Q_l}{2 \epsilon_0 \epsilon_{sc} q N_d (n A)^2}$$

$$\gamma = \frac{Q_l}{C_{ox} n A} + \frac{Q_l^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_{sc} q N_d (n A)^2}$$

Une capacité parasite de 5 picofarads réduit le signal de 85 % (fig. 5.2). La capacité d'entrée du préamplificateur choisi (JFET U310) est de 5 pF, celle de la ligne de lecture égale environ 50 pF, soit une capacité parasite de 30 pF. L'amplitude maximale de la différence entre les deux échantillons de lecture ne représentera que quelques  $\mu V$ , soit 35  $\mu V$  pour la charge de saturation.

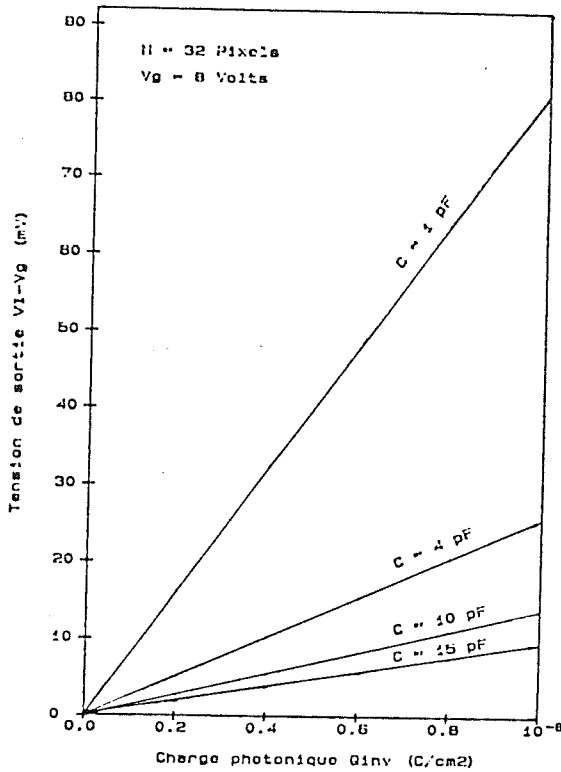


Fig.5.2.a - Dépendance du signal de sortie en fonction de la charge photonique avec la capacité parasite comme paramètre (simulation).

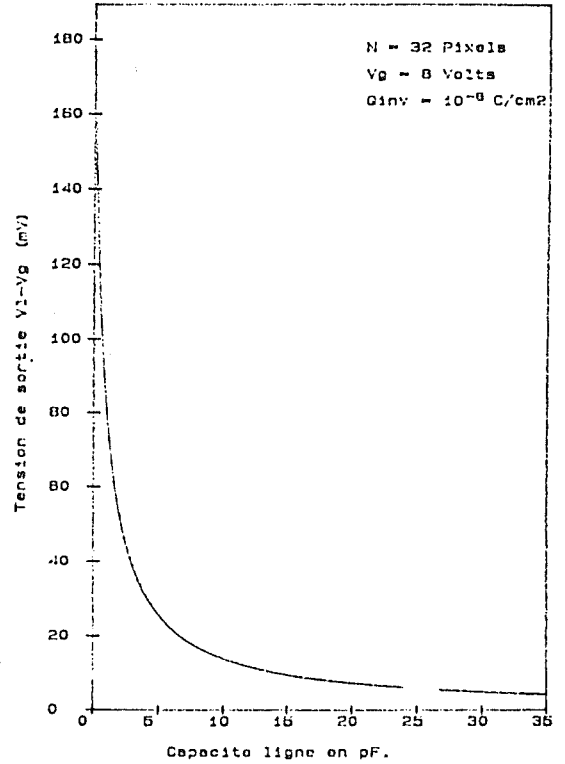


Fig.5.2.b - Dépendance du signal de sortie en fonction de la capacité parasite (simulation).

### V.1.3. Effet des autres charges présentes dans la ligne.

Dans les deux paragraphes précédents nous avons considéré implicitement que les charges générées dans les pixels d'indice  $j = i$ , restaient faibles et donc ne perturbaient pas le potentiel ligne. Si maintenant, la source qui génère la charge d'inversion n'est plus focalisée sur un seul point élémentaire mais devient étendue, des charges seront collectées sous plusieurs électrodes lignes d'une même ligne. Par suite, la capacité de ces points éclairés va varier pendant la lecture des autres pixels de la ligne.

Supposons que  $m$  des  $n$  éléments de la ligne soient illuminés et contiennent des charges en surface. La charge de la ligne s'écrit :

$$Q_l = (n - m - 1) q N_d W_j + (Q_{inv} + q N_d W_i) + m (Q_m + q N_d W_m)$$

où  $Q_{inv}$  est la charge à mesurer,  $Q_m$  la charge sous chacune des  $m$  électrodes. Après l'injection de  $Q_{inv}$ , la charge ligne devient :

$$Q_l = (n - m) q N_d W_f + m (Q_{m_f} + q N_d W_{m_f})$$

Pour simplifier, nous supposons que les puits de potentiels des  $m$  autres points éclairés sont saturés, ainsi

$$Q_m = \frac{V_l}{C_{ox}} \quad Q_{m_f} = \frac{V_{l_f}}{C_{ox}} \quad W_{m_f} = W_m$$

En suivant le même raisonnement que précédemment, la solution conduit à nouveau à la résolution d'une équation du second degré en  $V_l$  :

$$\alpha V_{l_f}^2 + \beta V_{l_f} + \gamma = 0$$

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{(m C_{ox})^2}{2 \varepsilon_{sc} (n-m)^2 q N_d} \\ \beta &= -1 - \frac{m}{n-m} - \frac{m C_{ox} B}{\varepsilon_{sc} (n-m)^2 q N_d} \\ \gamma &= \frac{B}{(n-m) C_{ox}} + \frac{B}{2 \varepsilon_{sc} (n-m)^2 q N_d} \\ B &= (n - m) q N_d W_j + Q_s + m C_{ox} V_l \end{aligned}$$

La présence de charges photoniques dans plusieurs éléments senseurs d'une même ligne se traduit par une perte de sensibilité. Les figures 5.3 représentent la variation du signal de sortie en fonction du nombre de pixels voisins éclairés (ces valeurs correspondent à l'hypothèse des puits saturés). Ces résultats montrent explicitement l'effet de la présence des charges stockées dans les puits d'indice  $L_i C_k$  sur la lecture de la cellule  $L_i C_j$  ( $k > j$ ). Cet effet n'est sensible que dans le sens des lignes.

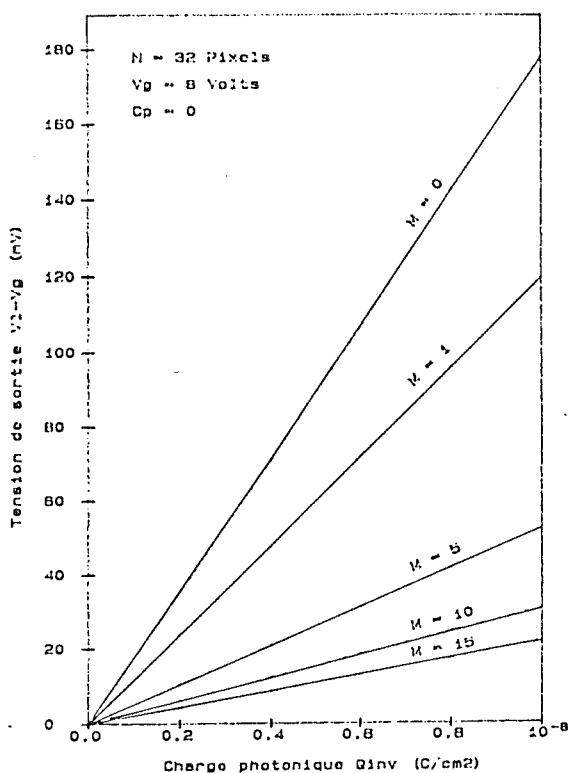


Fig.5.3.a - Signal de sortie en fonction de la charge photonique ( $M$ : nombre de points élémentaires saturés; simulation).

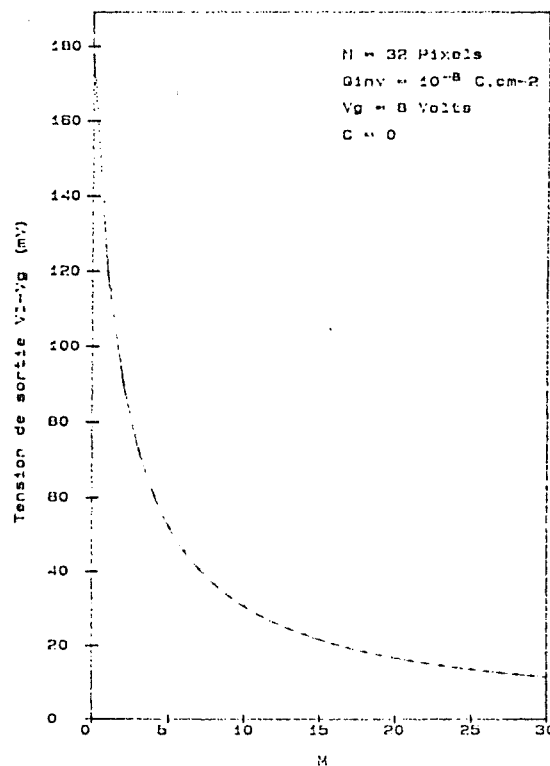


Fig.5.3.b - Signal de sortie en fonction du nombre de points élémentaires saturés (simulation).

#### V.1.4. Mesures réelles sur la matrice 32 x 32

Les prévisions du paragraphe précédent limiteraient l'utilisation de la matrice CID à celle d'une simple barrette, si la présence de photocharges dans la ligne, perturbe la mesure du pixel éclairé. Pour observer cet effet, focalisons le flux photonique sur un point détecteur unique et mesurons sa réponse lorsque l'on éclaire d'autres cellules de la même ligne (fig 5.4).

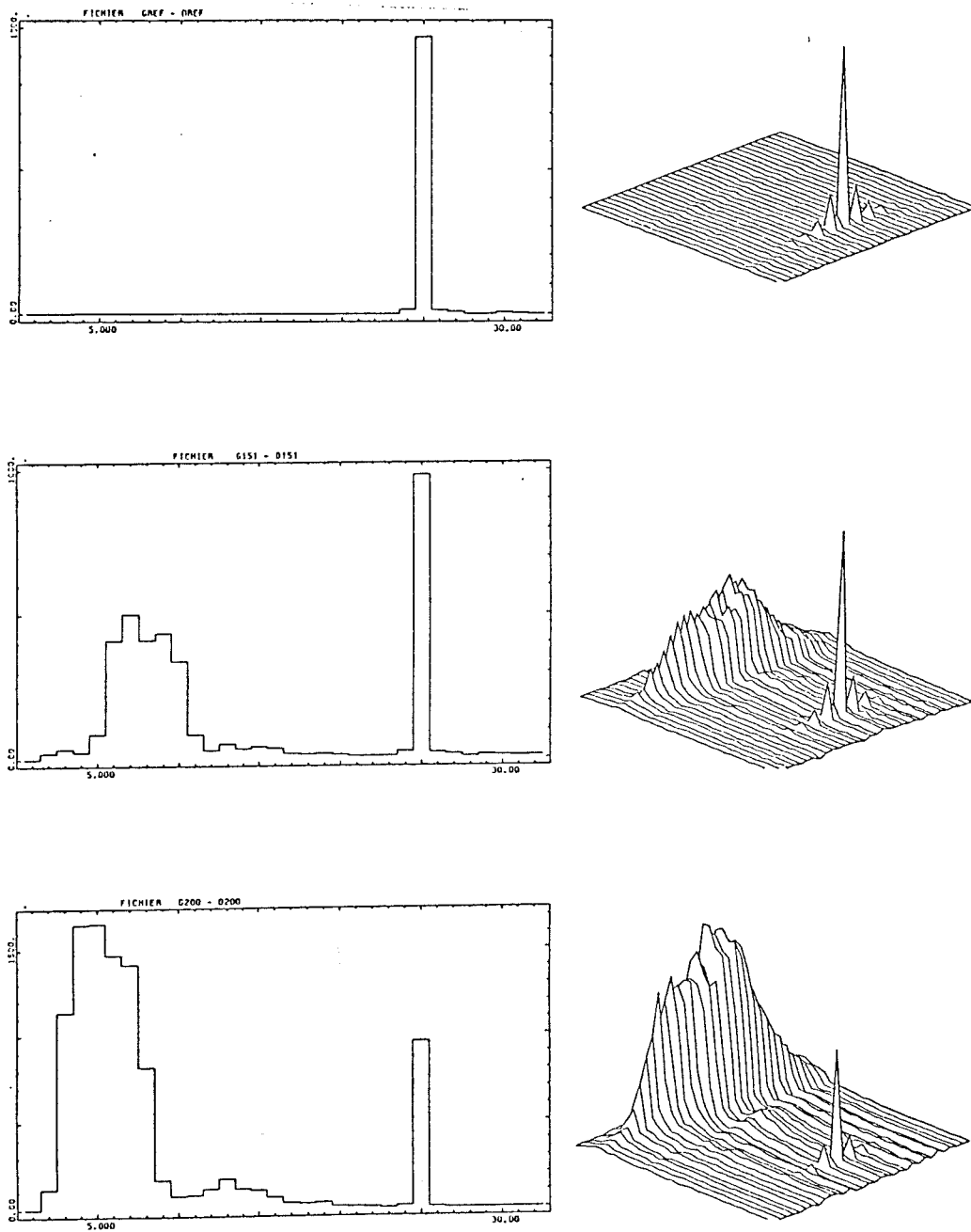


Fig. 5.4 - Influence des charges stockées dans la ligne  $X_i$ , sur la lecture du signal de la cellule  $X_i Y_j$ .

nombre de pixels éclairés	charge moyenne (pas codeurs)	signal du point de test (pas codeurs)	erreur
0	0	967	
5	400	981	+ 1.5 %
6	1300	955	- 1.5 %

Tableau 5.5 - Mesures des effets des sources étendues.  
(1 pas codeur = 700 électrons)

Les résultats du tableau affichent des variations de l'ordre de 1% sur la lecture du pixel de référence. L'influence dans la ligne existe bien, mais elle ne perturbe pas la lecture des photocharges : la charge photonique "utile" représente seulement une faible portion ( $\sim 10\%$ ) des charges présentes dans le puits de potentiel.

Le senseur photonique CID à lecture par recombinaison de porteurs présente une tension de sortie linéaire en fonction de la charge stockée lorsque l'électronique de lecture est réalisée par un amplificateur de tension. Cependant, le signal de sortie dépend des variations de capacité ligne. Cet effet provient du mode de lecture CID in situ (directement dans les cellules élémentaires). Néanmoins la fluctuation capacitive reste faible face à la capacité totale de la ligne.

## V.2. Mode de lecture de la matrice CID.

### V.2.1. Méthode de lecture de la charge intégrée par une structure MIS.

Les méthodes classiques de lecture des structures MIS sont fondées sur le principe décrit dans le chapitre IV : la variation du potentiel de grille suit la variation de la charge de la zone inversée, si la ligne est "flottante".

Avec deux électrodes adjacentes, il est possible par le jeu des potentiels appliqués sur les grilles de transférer les charges d'un puits de potentiel vers l'autre. La figure 5.6 résume les différentes phases d'un transfert de charges.

1. le puits 1 intègre les charges
2. le puits 2 est mis en déplétion profonde. Il y a alors équilibrage des charges dans les deux puits de potentiel (cas où les deux électrodes sont au même niveau et au même potentiel). Si l'une des deux électrodes est plus ou moins polarisée par rapport à l'autre, il y aura des puits de profondeurs différentes et la répartition des charges ne sera pas la même sous les deux électrodes.
3. le potentiel de la grille 1 est porté à zéro, ce qui provoque le transfert de la charge restante du puits 1 vers le puits 2.

Si au cours du transfert une des deux électrodes est au potentiel "flottant", il est possible de lire la variation de charges du puits de potentiel.

### V.2.2. Principe de la lecture CID.

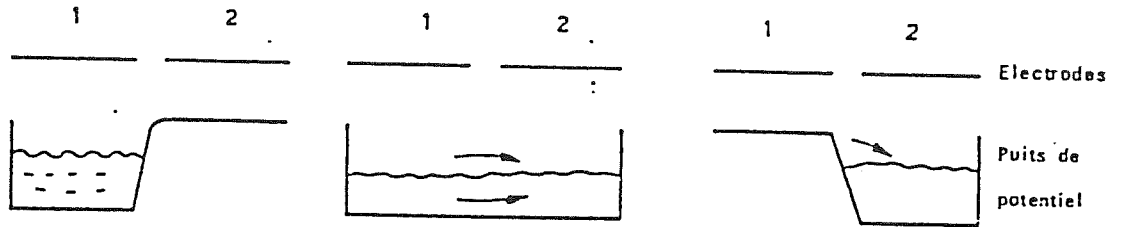
L'utilisation de deux électrodes par élément senseur permet un adressage  $xy$  de la matrice. Le mode de lecture sélectionné est du type parallèle : 1 préamplificateur par ligne, les 32 informations d'une même colonne seront traitées simultanément.

1. Pendant la durée de l'INTEGRATION PHOTONIQUE, les colonnes sont reliées au potentiel de déplétion  $V_{ref}$ . Les lignes sont "flottantes", mais régulièrement connectées à leur source de tension  $V_l$  pour éviter une dérive de leur potentiel (compensation des courants de fuites dans la grille du JFET, des portes analogiques, ...).
2. LECTURE de la première colonne :
  - (a) toutes les lignes sont isolées de leur source de tension
  - (b) prise de référence de la tension ligne sur chaque ligne, toutes les colonnes sont au potentiel  $V_{ref}$
  - (c) génération sur la colonne sélectionnée uniquement, d'une impulsion  $V_t$ , positive ou négative qui va imposer le transfert de charges
  - (d) la colonne lue est ensuite portée au potentiel  $V_{ref}$ . Puis après  $\Delta t$  (le temps de réponse du préamplificateur et du filtrage), 2<sup>ème</sup> enregistrement des 32 tensions lignes pour la référence de l'échantillonnage.

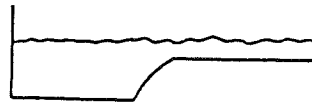
1 - Intégration des charges

2 - Equilibrage

3 - Transfert



$$V_1' = V_2'$$



$$-|V_1'| < -|V_2'|$$

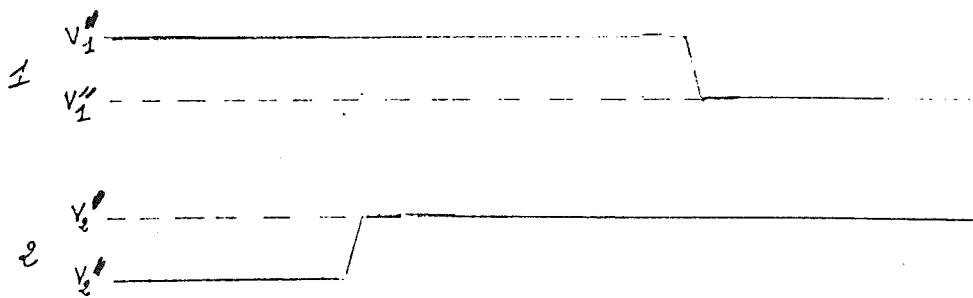


Fig. 5.6 - Principe du transfert entre deux capacités MIS.



3. La variation du potentiel ligne, avant et après transfert, permet de mesurer la quantité de charges transférées. Cette valeur sera qualifiée de "charges lues".
4. Après  $\Delta t_{\text{colonne}}$  (512  $\mu\text{m}$  pour la matrice 32 x 32 INSU), début de la lecture de la colonne suivante, et ainsi de suite jusqu'à la dernière colonne.

La lecture du pixel  $L_i C_j$  consiste donc à faire la différence entre la tension  $V(t)$  des 32 puits de potentiel lignes  $L_i C_k$  ( $k = 1, \dots, 32$ ) avec la charge  $Q_{ik}(t)$ , moins la tension  $V(t + \Delta t)$  des 31 puits de potentiel  $L_i C_{k'}$  ( $k' = 1, \dots, 32; k' \neq j$ ) stockant  $Q_{ij}(t + \Delta t)$  et le pixel  $L_i C_j$  dont les charges sont recombinaisons :

$$V_{ij} = \frac{1}{C} \sum_{k=1}^{32} [Q_{ik}(t) - Q_{ik}(t + \Delta t)]$$

Le rayonnement de fond provoque une variation de charges dans les puits de potentiel d'indice  $k \neq j$ . Le tableau 5.7 résume cet effet en fonction de la longueur d'onde avec les conditions suivantes :  $\Delta t = 28 \mu\text{s}$ ,  $20^\circ\text{C}$ ,  $f/9$ ,  $3.5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$ , émissivité de 0.5 .

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	Nombre d'électrons par pixel	Variation de tension sur la ligne ( $\mu\text{V}$ )
4.75	1000	0.4
3.85	300	0.1
2.25	$10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-6}$

Tableau 5.7 - Influence du rayonnement de fond entre les deux prises de tension.

A 5  $\mu\text{m}$ , les charges générées par le fond ambiant entre les deux tensions d'échantillonnage créent une erreur de 1 %. Pour  $\lambda < 5 \mu\text{m}$ , l'erreur diminue. Elle devient totalement négligeable à 2  $\mu\text{m}$ .

V.2.3. Lecture négative (fig. 5.8).

Si la tension  $V_{ref} - V_t$  appliquée sur la colonne Y est négative, la profondeur des puits de potentiel de cette colonne augmente. La différence de tension entre les électrodes lignes et colonnes des cellules individuelles, est très grande, les trous migrent alors rapidement sous les grilles colonnes. La variation du potentiel de ligne traduit le nombre de charges transférées depuis la grille ligne vers l'électrode colonne. Le retour instantané au potentiel de déplétion  $V_{ref}$  sur la colonne Y, provoque la recombinaison des porteurs libres. Le transfert retour des porteurs minoritaires vers la grille ligne est impossible : la mobilité des électrons, mille fois plus élevée que celle des trous (cf paragraphe III.1.4), provoque la recombinaison électron-trou.

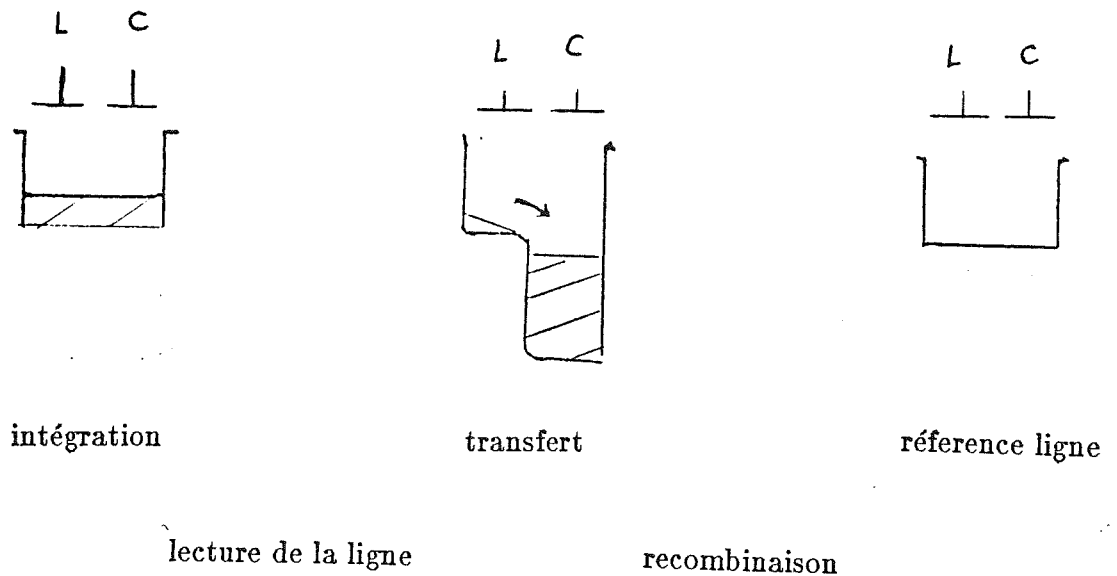


Fig. 5.8 - Lecture par transfert négatif

## V.2.4. Lecture positive (fig. 5.9).

Si la tension  $V_{ref} - V_t$  générée sur la colonne Y est positive, les charges transférées depuis les puits de potentiel colonnes, vont saturer les puits lignes (charge  $Q_B$ ). Au delà de cette valeur, la zone d'inversion ligne ne peut plus stocker de porteurs minoritaires, les trous supplémentaires se recombinent. La remise en déplétion du puits colonne transfère une quantité constante de charges lignes sous l'électrode colonne (le jeu des polarisations détermine la valeur de  $Q_B$ ). La différence de potentiel repercute sur la ligne, permet de calculer le nombre de charges lues.

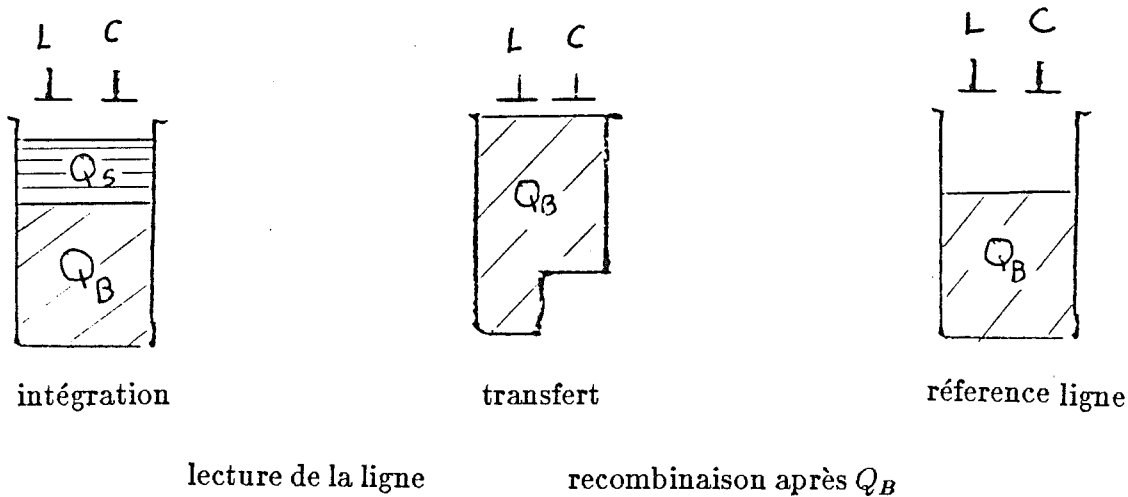


Fig. 5.9 - Lecture par transfert positif

Le mode de lecture positif permet de conserver les photocharges sans les recombinaison pendant le transfert. Cette conservation des porteurs permet d'envisager la lecture séquentielle de la matrice. La lecture séquentielle n'est efficace que si la charge peut être conservée pendant les  $N$  transferts ( $N$  : nombre de pixels par colonne). Pour une matrice de 32 lignes, il faut réaliser 64 transferts de la colonne Y pour lire les 32 informations contenues dans la colonne. Une homogénéité de lecture de 99 % pour les 32 pixels de la même colonne nécessite une inefficacité de transfert de  $1.6 \cdot 10^{-04}$  par transfert. Après la lecture des 32 informations colonnes, les charges doivent être recombinées par un transfert destructif. L'avantage de ce type de lecture est son faible coût en composants électroniques : 1 seul préamplificateur associé à 1 seule voie de lecture (fig. 5.10). Par contre, le

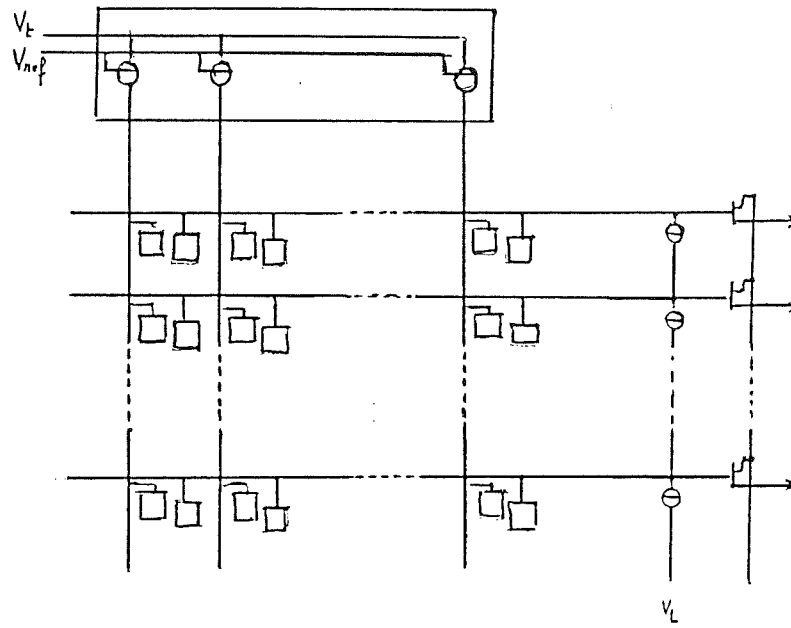


Fig. 5.10.a - Diagramme d'une matrice CID à lecture parallèle

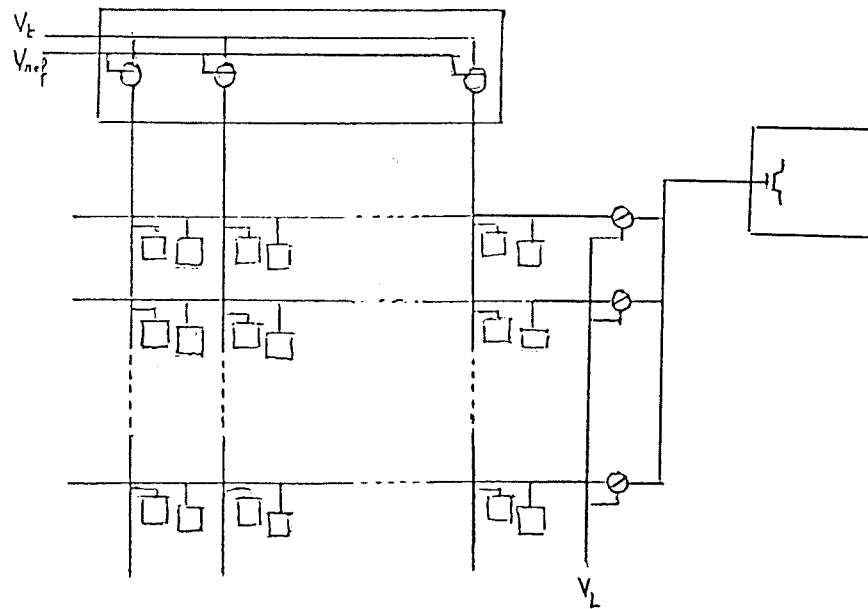


Fig. 5.10.b - Diagramme d'une matrice CID à lecture séquentielle

chronogramme des signaux de lecture est plus compliqué (2048 transferts non destructifs + 32 transferts destructifs). D'autre part, pour permettre le traitement des 32 informations colonnes avec le même préamplificateur, sa bande passante doit être augmentée, ce qui rajoute du bruit de lecture (cf paragraphe IX.2.2).

Nos tests de transferts non destructifs, se sont limités à des mesures à l'oscilloscope (étude préliminaire peu précise). Nous avons observé la conservation de la charge (au 3/4 de la saturation) sur une trentaine de transferts. Ce résultat fut obtenu pour un jeu de polarisations de la matrice, optimisé pour la conservation des charges. Ces valeurs de tension conduisaient à un compromis entre les tensions nécessaires pour la linéarité du rendement (cf paragraphe VIII.2.3) et les polarisations requises pour l'efficacité du transfert des charges. L'étude de la lecture séquentielle fut abandonnée.

### V.3. Choix du mode de lecture.

la localisation des surfaces sensibles aux rayonnements infrarouges et l'homogénéité spatiale de la sensibilité sont les deux points étudiés dans ce paragraphe. La mosaïque CID 32 x 32 peut être considérée comme la juxtaposition de 1024 éléments détecteurs adressés séparément. Les chemins d'alimentation ligne et colonne ainsi que l'anneau de garde réduisent le facteur de remplissage du pixel.

#### V.3.1. Le profil spatial de la sensibilité.

Le système de lecture initial reprenait le mode de lecture négatif développé par les ingénieurs SAT <sup>(29)</sup>. Les résultats ainsi obtenus se sont avérés satisfaisants sauf un : la réponse spatiale de la cellule élémentaire ne coïncidait pas avec la valeur théorique du coefficient de remplissage. La zone sensible se limitait à la surface d'une seule électrode. Par conséquent, le facteur de remplissage diminuait de moitié. Sur les conseils de Mrs Chatard et Lussereau (SAT), nous avons inversé les tensions colonnes  $V_{depletion}$  et  $V_{transfert}$ .

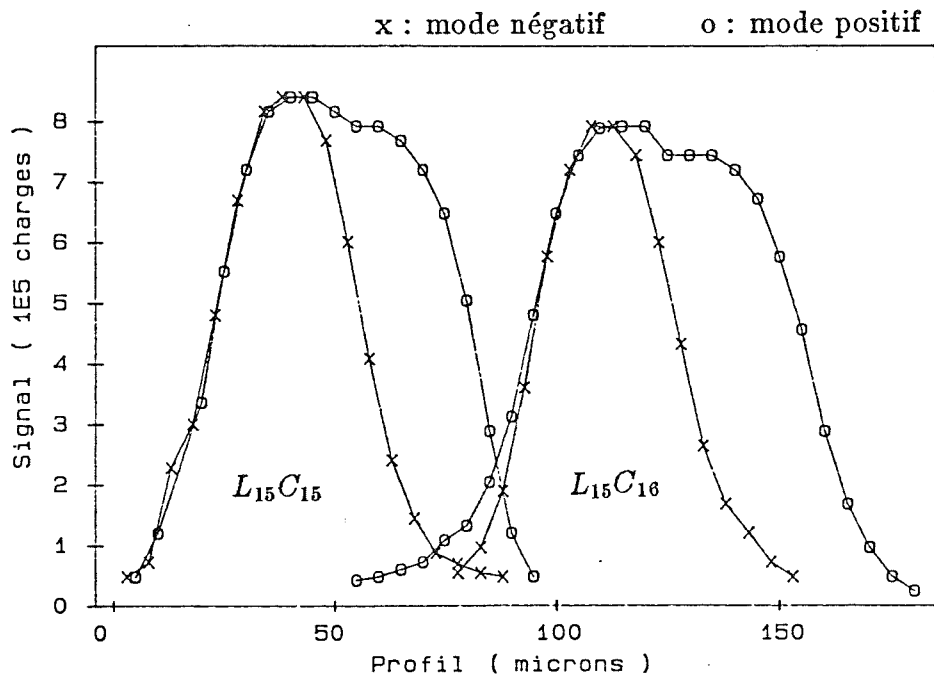


Fig. 5.11.a - Sensibilité spatiale suivant le mode de lecture

La figure 5.11.a représente le profil de sensibilité du point élémentaire, suivant l'axe ligne défini sur la figure 5.12. Le pas du pixel est de  $70 \mu m$ . Chaque cellule étant constituée de 2 électrodes de  $30 \times 60 \mu m$ . La lecture positive restitue la totalité de la surface sensible des cellules élémentaires de la matrice : l'aire des deux électrodes ligne et colonne. Le schéma d'implantation de la matrice  $4 \times 30$  (fig. 5.15) permet de déterminer sans ambiguïté l'électrode rectangulaire colonne comme non photométrique en mode de lecture négatif.

En mode de lecture positif, l'inhomogénéité de sensibilité entre l'électrode ligne et l'électrode colonne est au maximum de 5 % (fig. 5.13).

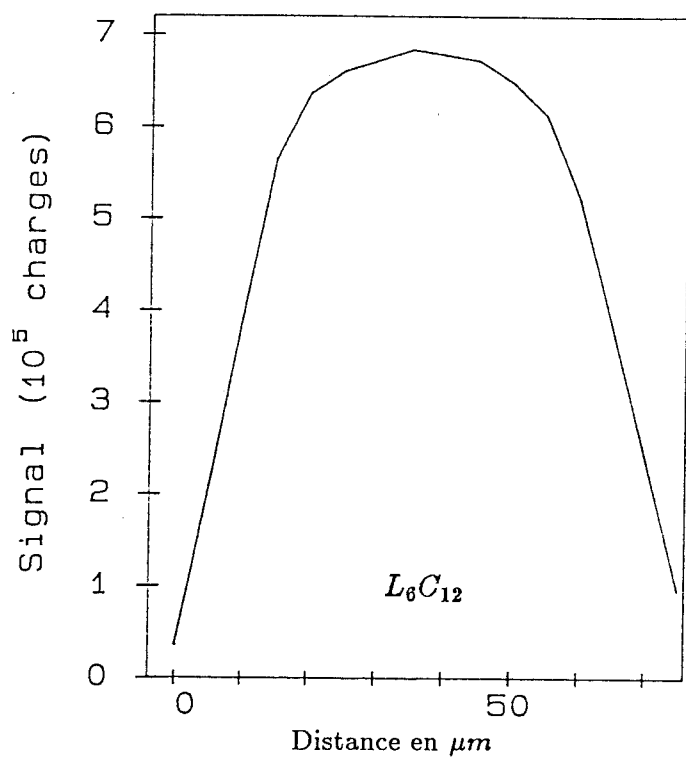


Fig. 5.11.b - Sensibilité spatiale en mode négatif (axe colonne)

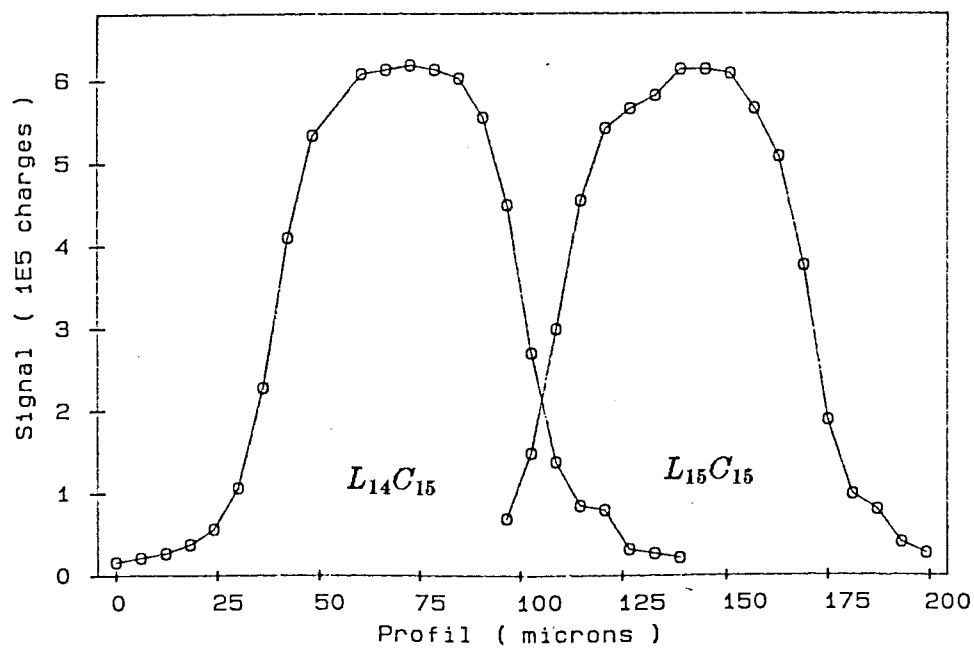


Fig. 5.11.c - Sensibilité spatiale en mode positif (axe colonne)

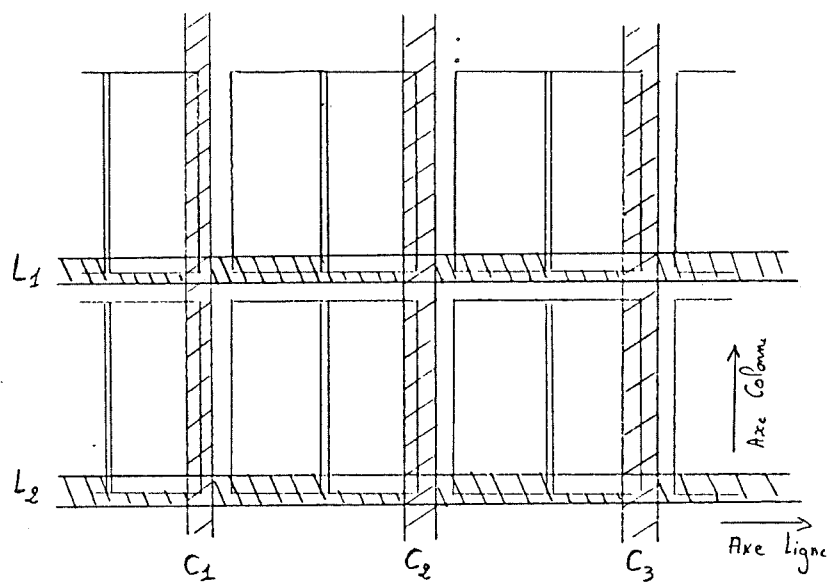


Fig. 5.12 - Définition des axes lignes et colonnes

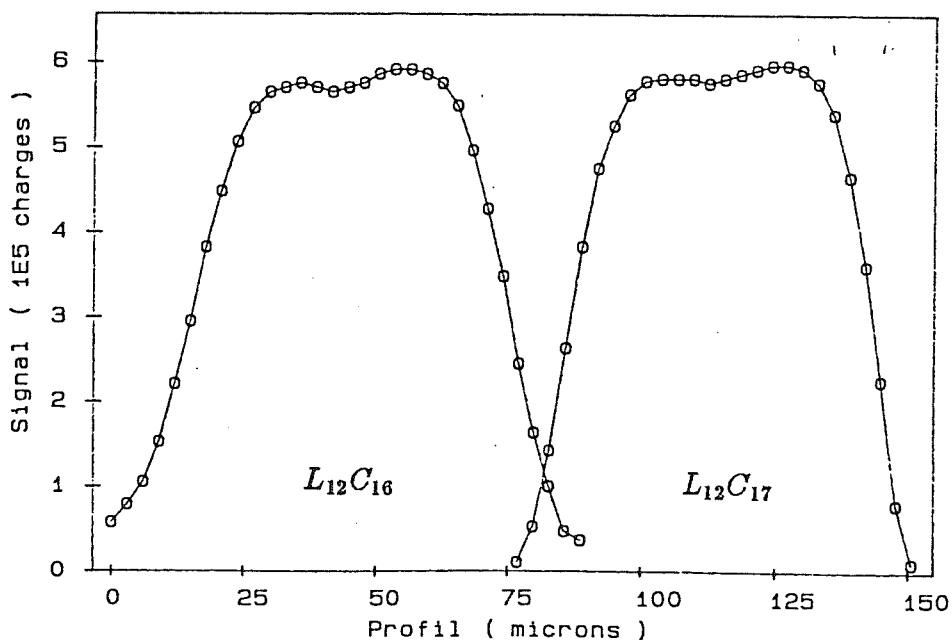


Fig. 5.13- Homogénéité spatiale de la cellule élémentaire (mode de lecture positif - axe ligne)



Avec le type de lecture négatif, l'inhomogénéité de la sensibilité spatiale apparaît suivant l'axe  $x$ , entre l'électrode ligne et l'électrode colonne. Dans l'autre axe, sous une même grille, la réponse spatiale est homogène dans les deux modes de lecture (fig. 5.14). Deux raisons peuvent expliquer l'inhomogénéité spatiale : soit une non-génération de photons dans la zone considérée, soit une non-lecture des charges générées dans cette zone. L'électrode de colonne n'est pas complètement insensible en mode négatif, des charges sont générées sous cette électrode. Aussi, l'hypothèse de la non-génération de porteurs dans la zone la plus éloignée de l'électrode ligne semble donc à écarter. L'inhomogénéité spatiale provient alors d'un effet de lecture, lié au transport des charges.

mode	$x$	$y$
négatif	$48 \mu m$	$60 \mu m$
positif	$60 \mu m$	$60 \mu m$

Tableau 5.14 - Surface sensible d'un pixel.

Le transfert CID s'effectue entre l'électrode colonne (potentiel fixe) et l'électrode ligne (potentiel flottant). Pour être comptabilisées, les photo-charges colonnes doivent être transférées vers le puits ligne. En mode d'intégration, les charges migrent en temps réel, ce qui signifie que la charge de transfert instantanée est petite. Dans ce cas, le champ auto induit est faible. Le transfert est alors régi par le champ de bord ou la diffusion thermique. A la température de l'hélium liquide, l'effet de la diffusion thermique s'amointrit. De même, la grande dimension des électrodes CID ( $30 \mu m$ ) défavorise l'effet de bord (cf paragraphe IV.5.4). Entre les deux modes de lecture, l'agencement des tensions colonnes varie :

type de lecture	tension de déplétion	tension de transfert
lecture négative	$V_{haut}$	$V_{bas}$
lecture positive	$V_{bas}$	$V_{haut}$

avec  $|V_{bas}| < |V_{haut}|$

Cette différence se traduit par une lecture des charges colonnes en mode positif. Pour être plus précis, il faudrait déterminer les courbes de potentiel ligne et colonne d'un pixel, pour simuler les transferts de charges en fonction du mode de lecture.

## V.3.2. Etude du rendement suivant la géométrie du point élémentaire.

La SAT mit gracieusement à notre disposition une mosaïque 4 x 30 éléments détecteurs pour tester différentes formes géométriques d'électrodes. La matrice comprend trois lignes à pixels concentriques et une ligne de référence à géométrie rectangulaire. La grille centrale est l'électrode colonne (fig. 5.15).

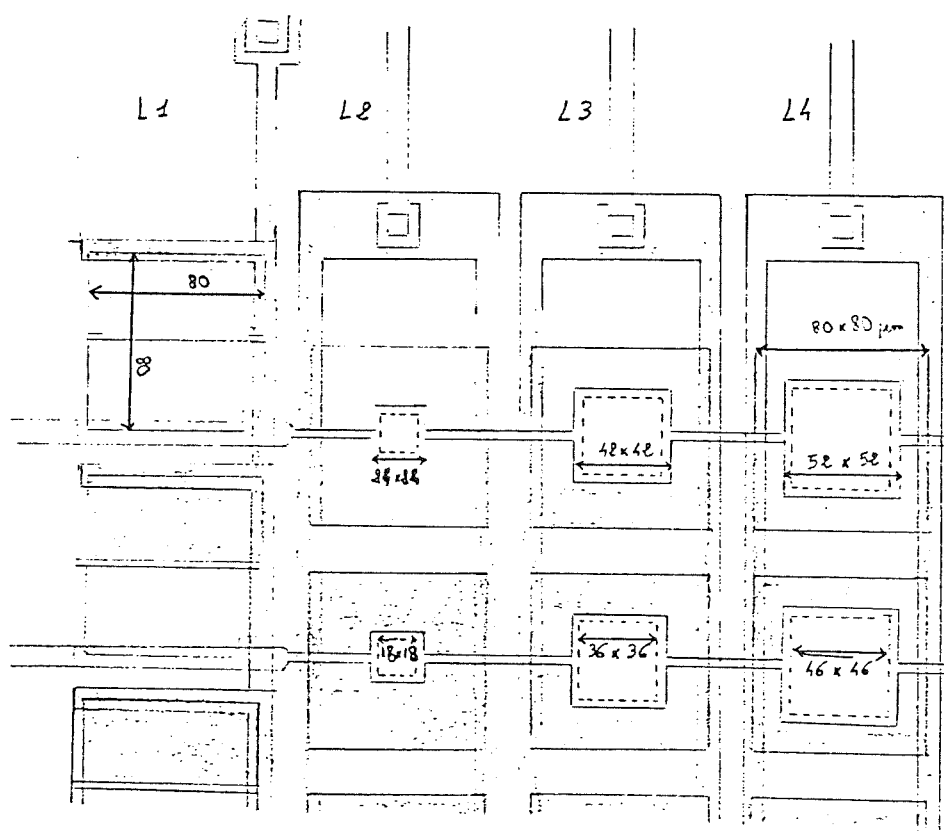


Fig. 5.15 - Schéma d'implantation de la matrice 4 x 30  
(la grille concentrique est l'électrode colonne)

Le défaut primordial de cette matrice est le nombre restreint de colonnes transparentes dans l'infrarouge : 28 des 30 électrodes colonnes de chaque géométrie concentrique, sont opaques dans le proche infrarouge. La recherche des tensions de polarisation optimale pour un multidétecteur consiste à homogénéiser les performances de toutes les cellules individuelles. Avec deux "vrais" pixels par ligne concentrique, l'étude ne peut pas être rigoureuse.

Ligne	Rapport des surfaces ligne / colonne	capacité mesurée
1	1	55 pF.
2	9.7	95 pF.
3	2.4	80 pF.
4	1.3	70 pF.

Tableau 5.16 - Tableau comparatif des différentes géométries.

Le but de cette étude est le classement des différentes géométries suivant l'amplitude de leur réponse électrique à la même excitation photonique. La sensibilité spatiale constitue notre deuxième point de comparaison. La création des photocharges dépend uniquement de l'énergie du photon incident. Le stockage des charges n'est possible que si la génération photonique est créée dans une zone de déplétion (à la distance  $L_D$  près). La forme des électrodes détermine le lieu géométrique des zones déplétées, mais en aucune sorte n'intervient sur la génération des porteurs libres. Par contre, le transfert des charges est étroitement lié au champs électriques (donc aux tensions de polarisation) qui règnent dans les puits de potentiel.

Tensions	$L_1$	$L_2$	$L_3$	$L_4$
$V_s$	9.52	6.54	6.55	8.36
$V_l$	-2.58	-0.26	-0.34	-1.37
$V_{ref}$	-3.05	-3.98	-3.50	-2.58
$V_t$	-0.75	-1.18	-1.47	-1.55

Tableau 5.17 - Valeurs des tensions appliquées suivant la géométrie du pixel.

En mode de lecture négatif, la grille colonne des lignes concentriques se comporte comme une électrode insensible au rayonnement infrarouge. L'exploitation des mesures, comparées au schéma d'implantation de cette matrice désigne la grille colonne de la géométrie rectangulaire comme l'électrode non photométrique. La suite de cette étude est réalisée avec le mode de lecture positif. La géométrie rectangulaire classique requiert l'échelon de tension le plus grand. Pour des flux de photons faibles, les géométries concentriques donnent des résultats du même ordre de grandeur que l'électrode classique, sauf la ligne 3 (électrode concentrique colonne intermédiaire). Par contre, le niveau de saturation intervient nettement plus rapidement pour les électrodes concentriques (fig. 5.18).

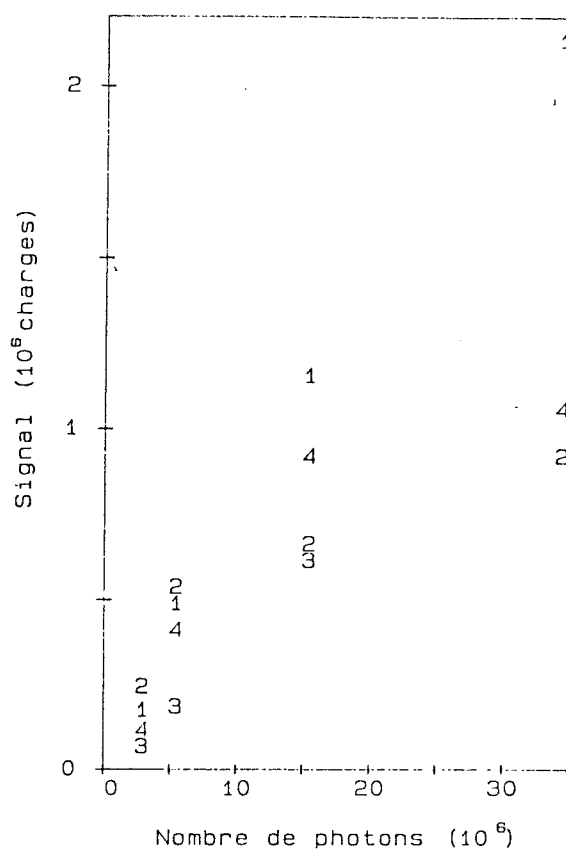


Fig. 5.18 - Comparaison des mesures suivant la géométrie du point (le chiffre correspond au numéro de la ligne)

De ces mesures devaient sortir la décision sur la définition géométrique des électrodes de la matrice ISOCAM, voie courte longueur d'onde. Des mesures plus fines, avec une vraie matrice 4 x 30 auraient permis une véritable comparaison entre les différentes géométries. Aussi comme aucun gain significatif n'est apparu sur les géométries concentriques, nous avons donc choisi la voie de la sécurité en optant pour les grilles rectangulaires, celles que nous avons l'habitude d'utiliser.

#### V.4. Conclusion.

Pour conserver toute la surface sensible de la matrice CID-SAT, le mode de lecture par transfert positif est obligatoire. Cette condition est indispensable pour les observations astronomiques. Le choix de la lecture parallèle ne pose aucun problème au sol. Par contre, ce type de lecture constitue une contrainte pour le satellite ISO : 32 préamplificateurs sont nécessaires pour la lecture de la matrice 32 x 32 alors que la consommation autorisée dans le plan focal est limitée à 10 mW.

D'autre part, le nombre de fils reliant le plan focal (4.2 K) à la zone intermédiaire (100 K) passe de 20 à 50. Cependant, les mesures effectuées sur les transferts successifs nous interdisent l'utilisation de la lecture séquentielle. Finalement, toutes les matrices InSb CID-SAT utilisées pour les observations astronomiques, sont équipées du système de lecture parallèle par transfert positif.

# Chapitre VI

## Description du banc de test

- 1 - Cryogénie.
- 2 - Optique.
- 3 - Electronique.
  - 3.1 - L'électronique proche.
  - 3.2 - L'électronique de lecture.
- 4 - Informatique.

## Description du banc de mesures de la caméra INSU.

Ce chapitre est consacré exclusivement à la présentation des conditions d'expérimentations en laboratoire. A la lecture de ces paragraphes, nous découvrirons l'environnement du détecteur : le cryostat, l'optique associée, l'électronique de contrôle et enfin le système d'acquisition. La vocation du banc de test est la simulation des conditions d'observations astronomiques au sol (préparation de la caméra sol 32 x 32 INSU). L'objectif final étant la réalisation du banc de calibration des cibles ISO (environnement spatial : pas d'émission ambiante) qui devrait être opérationnel dès l'automne 1987.

### VI.1. Cryogénie.

Plusieurs types de cryostat furent mis au point entre le premier cryostat de test et le nouveau cryostat de calibration. Trois générations de cryostats se sont succédées (fig. 6.1):

- cryostat monocuve HD2 (Infrared laboratories - USA), utilisé pour tester les matrices 8 x 8.
- cryostat double cuve HD3 (Infrared Laboratories), employé pour le prototype astronomique de la caméra infrarouge CID 32 x 32.
- cryostat double cuve (société Couraud - France), réalisé pour la caméra 32 x 32 INSU (fig. 6.2). Ce cryostat équipera le banc de calibration des matrices ISO : deux cryostats (un pour le détecteur, le second pour le corps noir) reliés par un soufflet (fig. 6.3), permettront de simuler les conditions spatiales (flux de photon ambiant nul).

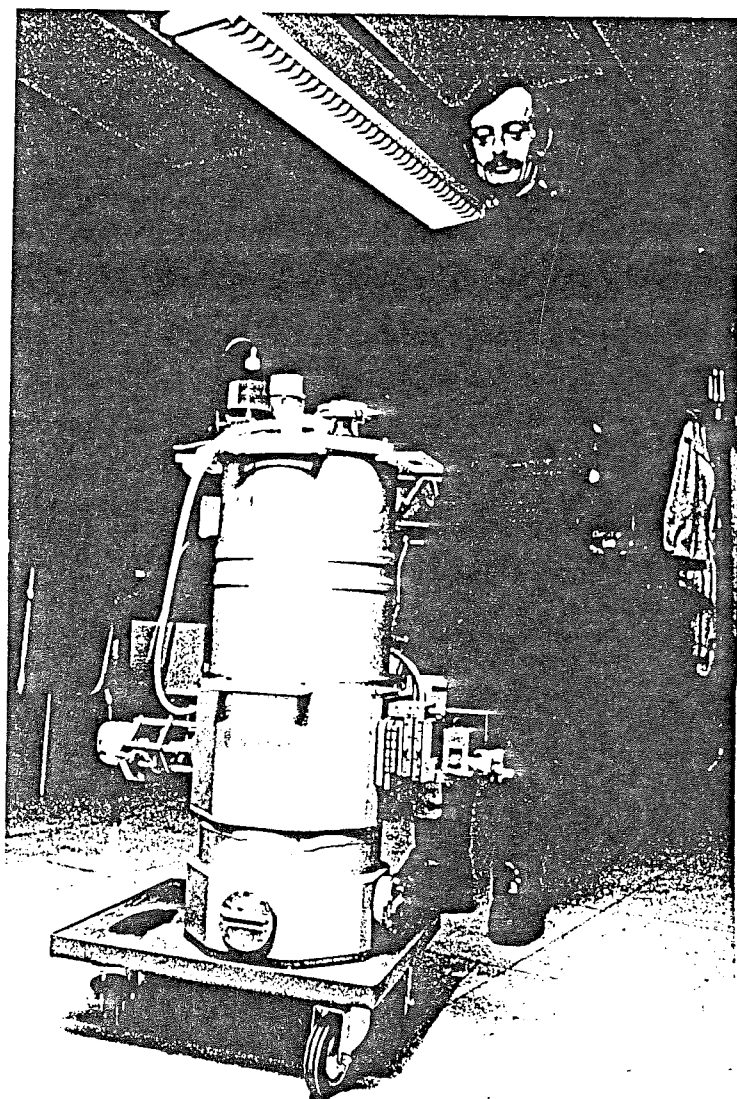


Fig. 6.1 - Photographie du cryostat de la caméra CIRCUS



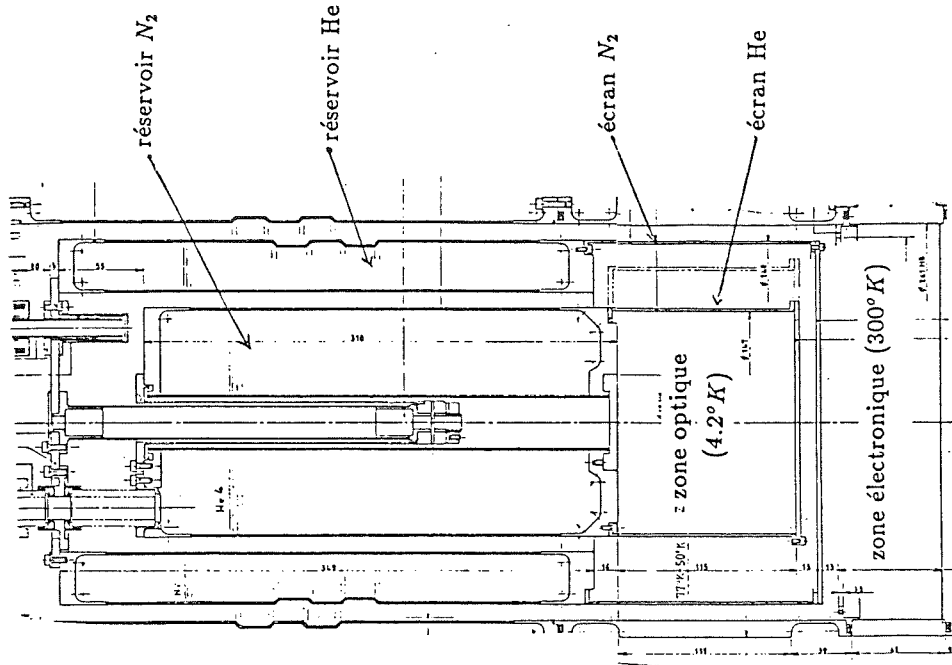


Fig. 6.2 - Schéma du cryostat de la caméra CIRCUS

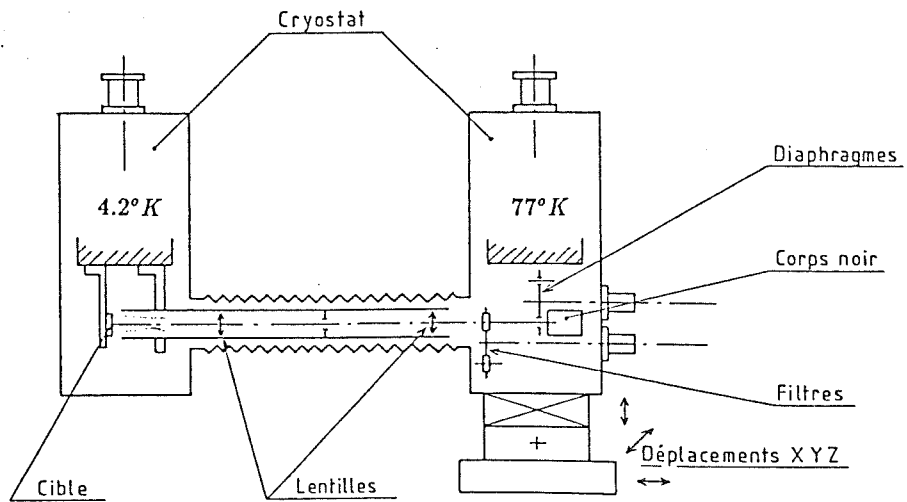


Fig. 6.3 - Disposition des cryostats dans la configuration du banc de test ISO

	cuve He (litres)	cuve N2 (litres)	autonomie (heures)
HD2	1.2	/	8
HD3	1.8	1.2	12
Couraud configuration INSU ouverture pour flux + passage tournant	4	6	24
Couraud configuration ISO tout fermé	4	6	72

Tableau 6.4 - Tableau comparatif des trois cryostats.

L'étude des modifications apportées aux corps des cryostat de Low (Infrared Laboratory) pour y implanter la mécanique froide a été confiée à Mr M. Arfouillaud. Le cryostat fabriqué par la société Couraud a été conçu par Mr C. Delage (Observatoire Meudon). L'implantation mécanique de la caméra INSU et l'équipement des cryostats du banc de calibration ISO ont été confiés à Mr A. Langlet, (fig. 6.5).

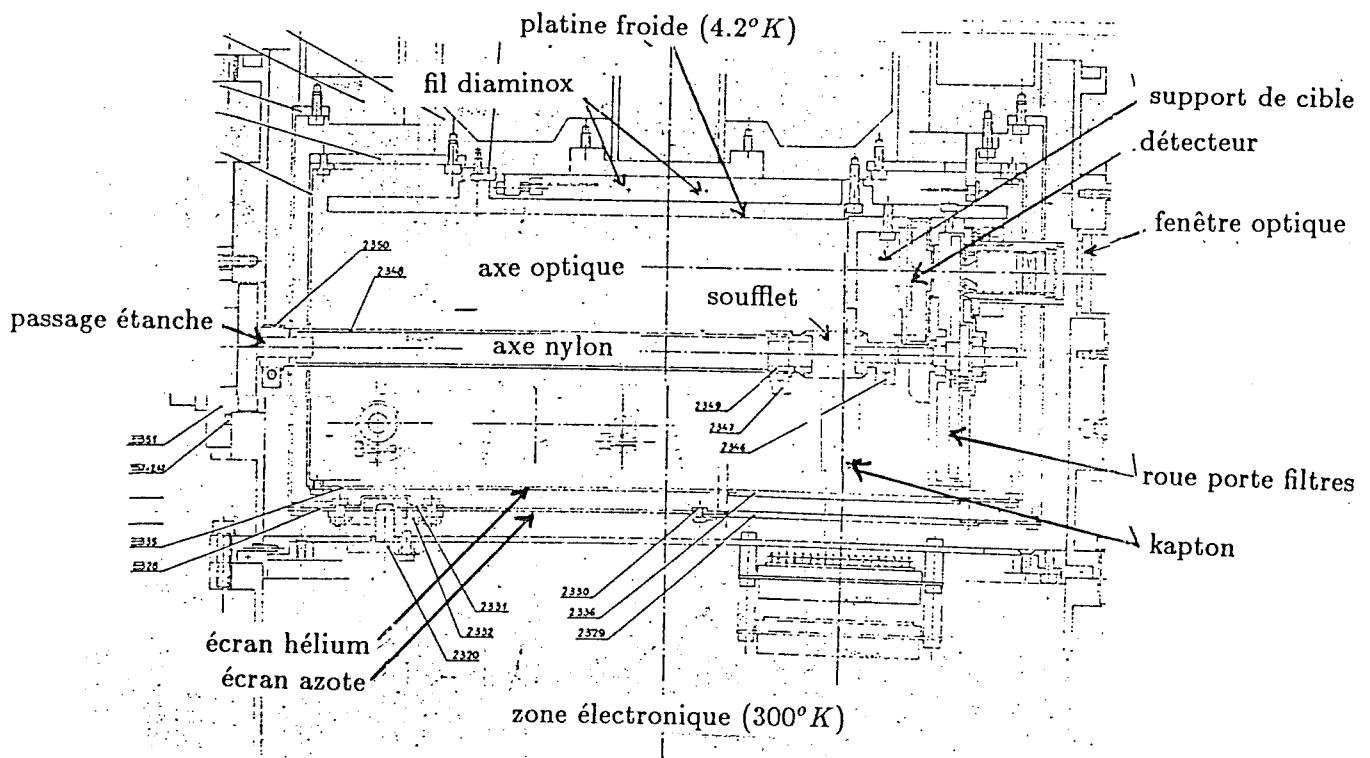


Fig. 6.5 - Schéma de l'implantation mécanique du cryostat CIRCUS

Une partie importante de ces travaux a été réalisée par Mr J.P. Rivet et Mr A. Rapin des services techniques du DESPA. La mise au point de tous ces cryostats revient au cryogéniste, Mr B. Talureau.

Un cryostat est une enceinte fermée, équipée de réservoirs pour les liquides cryogéniques. Installé dans la zone pompée de l'enceinte, le détecteur est refroidi par fixation sur le fond froid du réservoir central. L'autonomie d'un cryostat rempli d'azote liquide, est fonction de la qualité du vide secondaire. A la température de l'hélium liquide, cette contrainte n'existe plus : le cryo-pompage assure un vide très poussé, les molécules ne rebondissent plus sur les parois, elles sont adsorbées. Dans ces conditions, l'autonomie en hélium va dépendre du rayonnement et des contacts thermiques. Pour lutter contre le rayonnement, les cryostats sont constitués de deux enceintes, la cuve centrale contient le liquide hélium, la seconde remplie d'azote sert d'écran protecteur entre la paroi extérieure du cryostat (température ambiante) et la cuve hélium. Pour augmenter la réflexion du rayonnement thermique, toutes les parois sont polies. Cependant, le cryostat renferme un détecteur photonique : une ouverture est donc obligatoire pour l'entrée du signal. Ainsi, des photons thermiques du fond ambiant pénètrent dans le cryostat. Il faut limiter le nombre de photons qui peut rencontrer une paroi à 4.2 K : par réflexion ou à la limite par absorption sur l'écran azote. On peut aussi limiter l'effet des photons thermiques qui sont dans l'axe du détecteur en interceptant le flux par un filtre absorbant les longueurs d'onde non désirées. Le matériau de ce filtre est alors choisi en fonction du spectre du détecteur. Placé à l'intérieur du cryostat, il est soumis à aucune contrainte de pression. Par conséquent, son épaisseur est faible, ce qui assure une bonne transmission, voisine de 0.95 %. Nos cryostats ne sont pas équipés de ce type de filtre.

L'angle solide sous lequel la paroi à 4.2 K perçoit le rayonnement ambiant détermine l'autonomie du cryostat : 24 heures avec une ouverture de 15 mm de diamètre contre 72 heures sans ouverture sur le 300 K. Le rayonnement est le facteur déterminant pour l'autonomie du cryostat. La conduction thermique contribue aussi à la consommation de l'hélium liquide. Cependant, si le montage est bien réalisé (découplage thermique), la perte en autonomie peut être limitée à moins de 5 heures. La cuve centrale des cryostats Couraud est maintenue en deux endroits :

- au niveau du col, par un tube de 0.2 mm d'épaisseur qui fait un aller-retour (augmentation de l'impédance thermique), voir figure 6.2.
- 4 cables (diaminox) de 15 cm maintiennent la cuve centrale par rapport à la cuve azote (fig. 6.6).

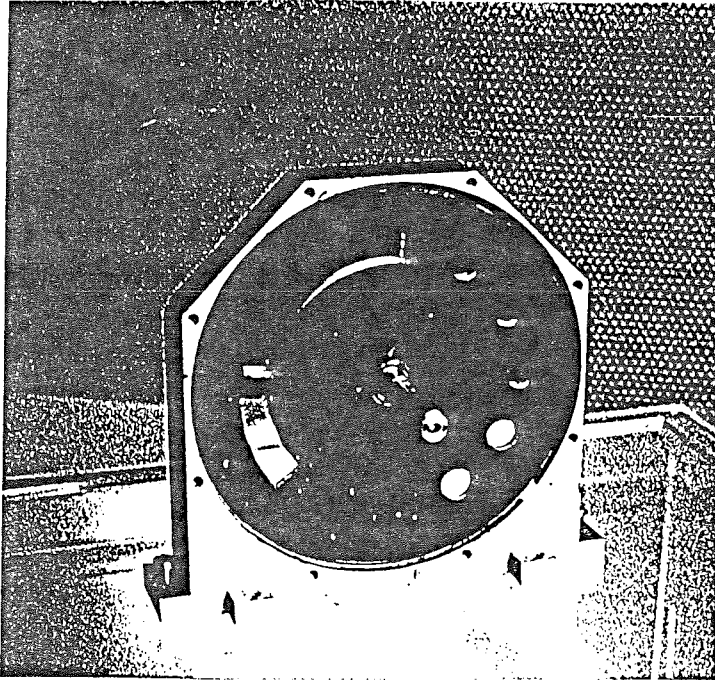


Fig. 6.7 - Photographie de la roue porte-filtres.

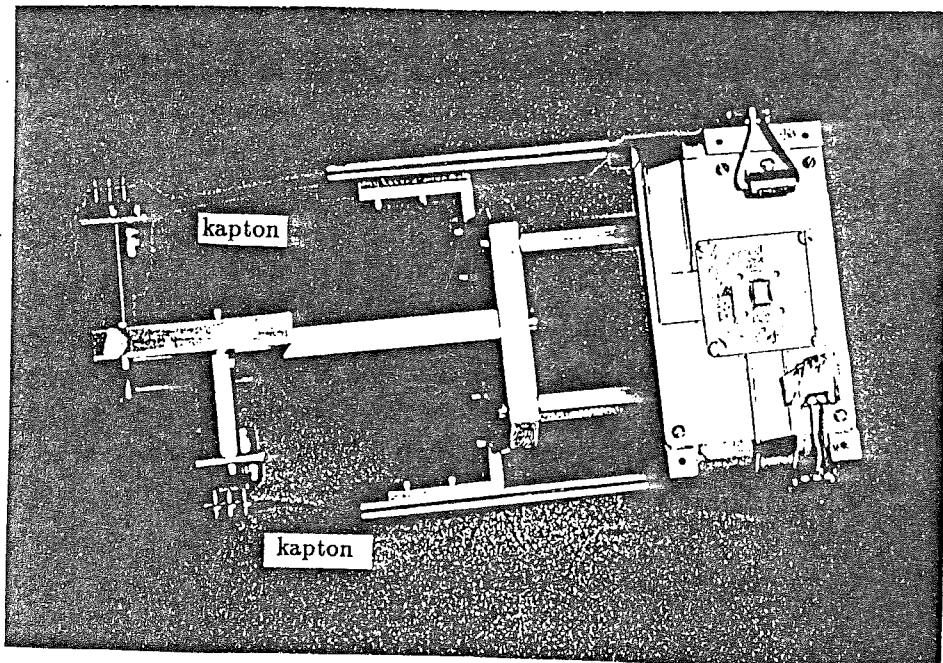


Fig. 6.8 - Photographie de la matrice InSb CID-SAT sur son support. On aperçoit les kaptons qui relient le détecteur (4.2 K) au préamplificateur (300 K).

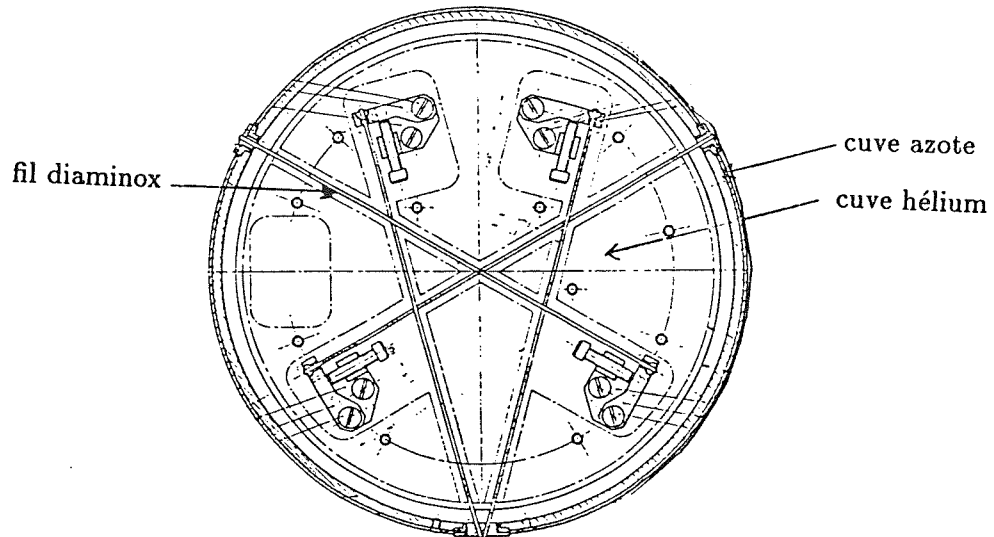


Fig. 6.6 - Principe de fixation des cuves. (cable volontairement allongé pour augmenter l'impédance thermique)

Nos cryostats sont équipés d'une roue porte filtres (4.2 K) reliée à l'extérieur par un axe tournant (fig. 6.7). Pour augmenter la résistance thermique de la liaison, l'axe central est en nylon (mauvais conducteur thermique). Les liaisons cibles constituent un autre pont thermique, mais leurs influences restent faibles ( $\leq 1$  heure). Ces informations proviennent de notre cryogéniste.

Les matrices 32 x 32 sont livrées sur des céramiques de 1 pouce carré. Pour éviter les contraintes thermiques, la céramique est collée sur une plaque en covar (ces deux matériaux possèdent le même coefficient de dilatation thermique). L'ensemble est vissé sur un support en dural, lui même fixé sur le fond de la cuve hélium par l'intermédiaire d'une plaque en dural (fig. 6.8). Pour éviter les gradients thermiques, le dural (conducteur thermique de qualité moyenne) peut être remplacé par du cuivre. Des sondes de température (résistance Ge ou sonde platine) placées à différents endroits, permettent de suivre l'évolution thermique lors de la mise en froid. Une sonde vissée sur le support de cible permet un suivi de la stabilité thermique pendant l'utilisation du détecteur infrarouge. D'autre part, une diode sert d'indicateur de température (principe : mesure de la tension de la diode alimentée sous  $10 \mu A$ , qui varie suivant la température, fig. 6.9). Ce transistor 2N2222 dont il reste à démontrer la fiabilité est placé sur la céramique à proximité du détecteur.

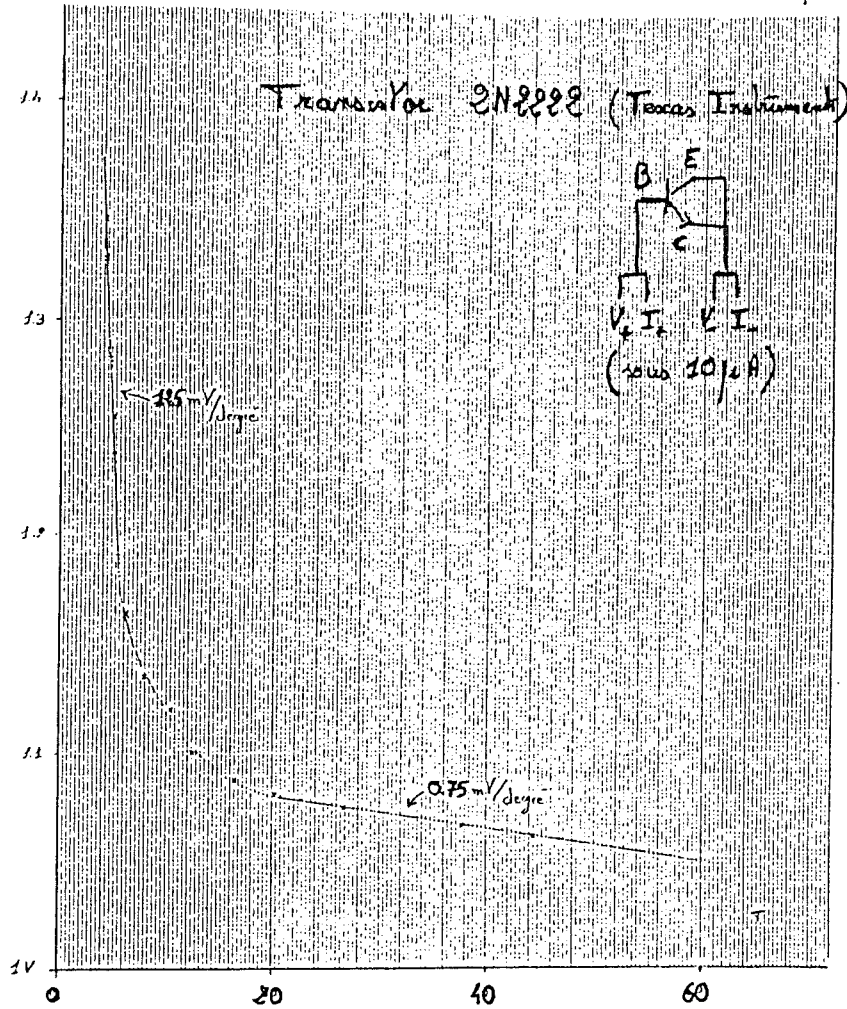


Fig. 6.9 - Courbe réponse du transistor 2N22 en fonction de la température. Ce transistor est placé sur le support cible (alumine), Un second est fixé sur la céramique.

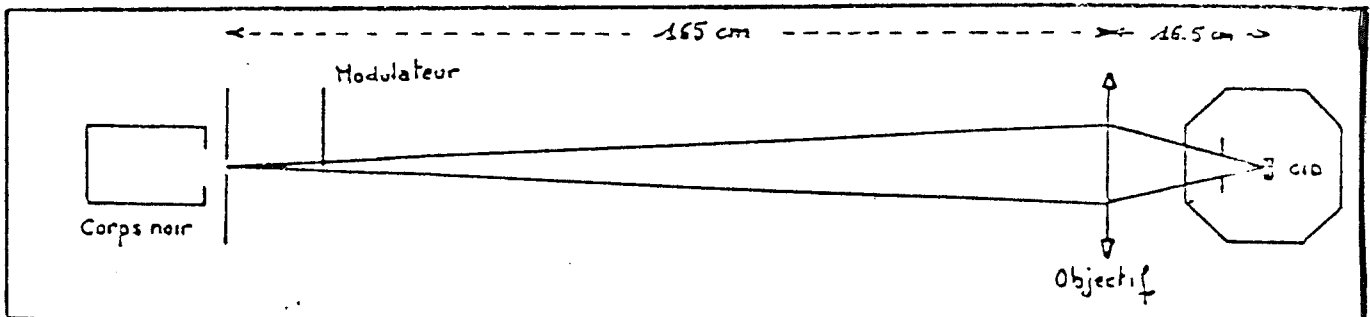


Fig. 6.10 - Schéma optique du banc de test en laboratoire.

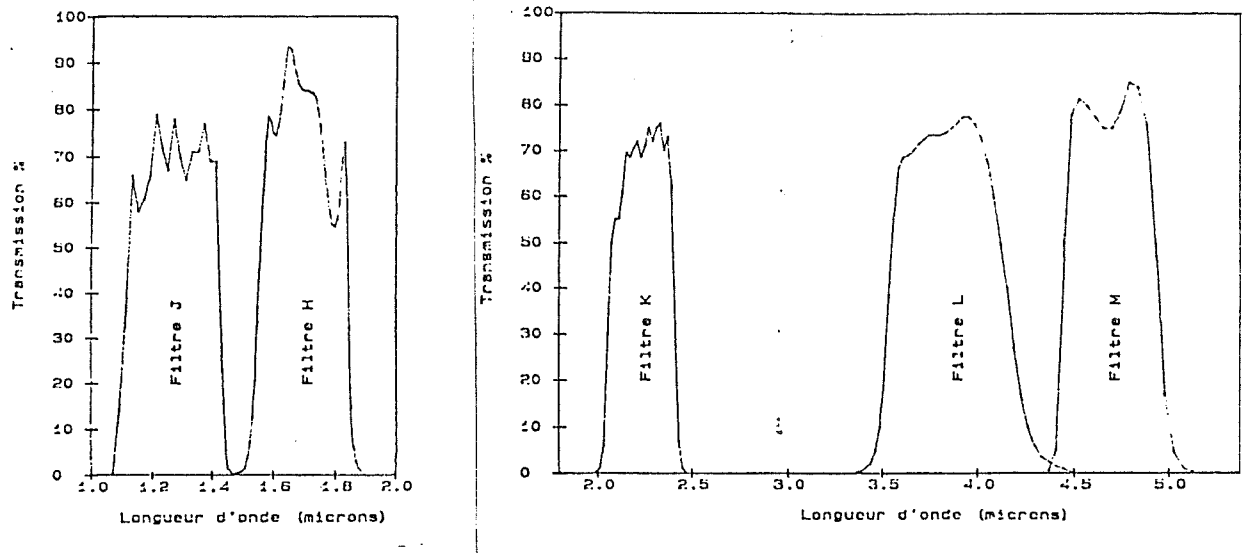


Fig. 6.11.a - Courbes de transmission des filtres discrets.

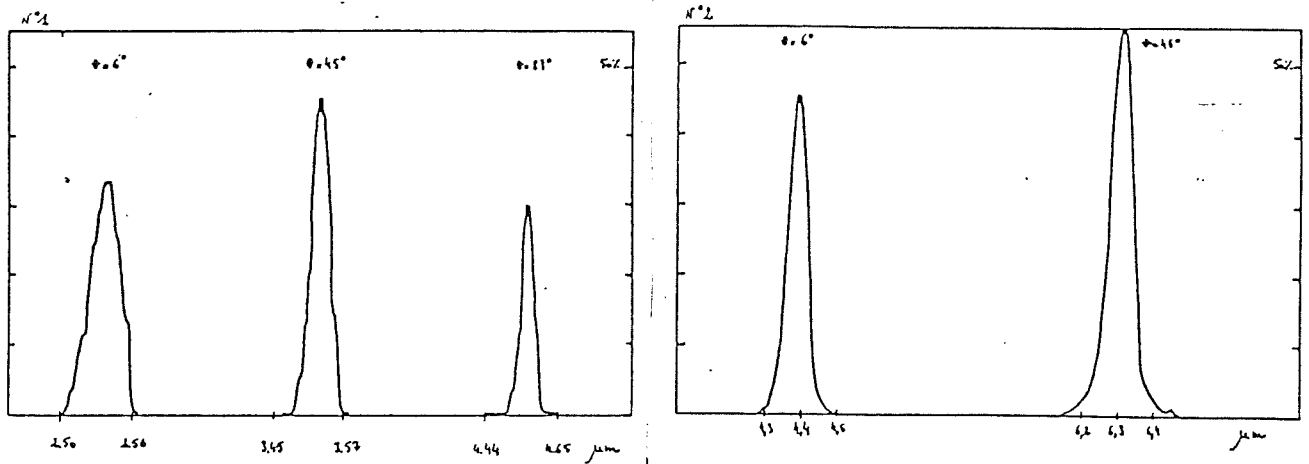


Fig. 6.11.b - Courbes de transmission des filtres continûment variable.

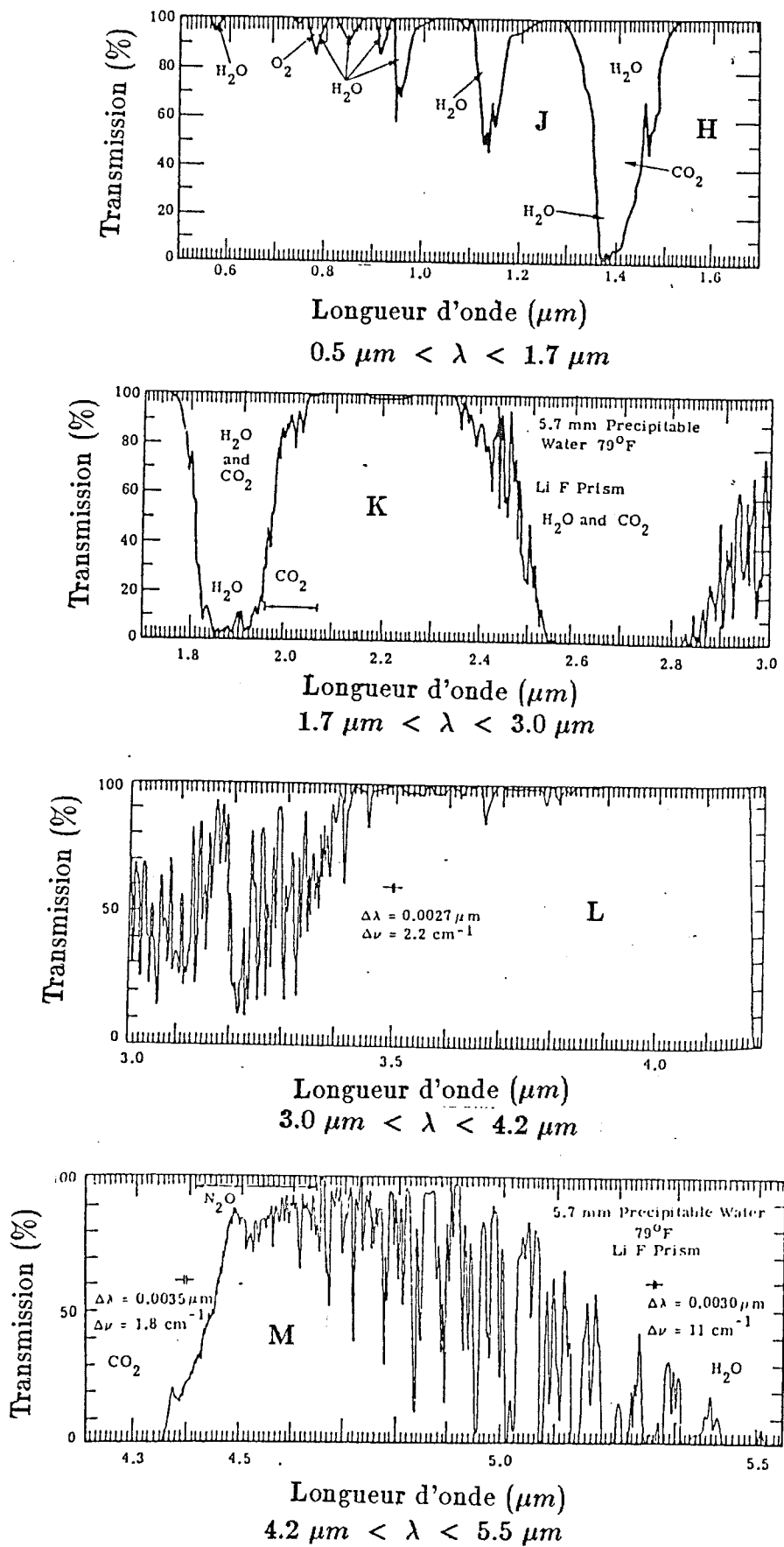


Fig. 6.12 - Transmission de l'atmosphère terrestre <sup>33</sup>  
(au niveau de la mer sur un trajet de 0.3 km)



Dans les conditions normales (cryostat en état de fonctionnement), la préparation de la caméra prend plusieurs jours :

- une journée de pompage
- 2 heures pour refroidir les deux cuves avec de l'azote liquide
- 1 nuit de thermalisation
- transfert d'hélium liquide dans la cuve centrale

Il faut une préparation de 48 heures avant de commencer une série de mesures avec le détecteur. L'autonomie de 24 heures est indispensable pour travailler sérieusement en laboratoire. D'autre part, pendant les observations sur télescope, une autonomie confortable permet de se soustraire de la préoccupation du niveau d'hélium. Notre expérience acquise pendant les missions avec différents cryostats, confirme la souplesse d'observations acquise grâce aux 24 heures d'autonomie en position normale (sur télescope, la position du cryostat s'écarte souvent de la verticale, ce qui se traduit par une augmentation du débit de gaz hélium).

## VI.2. Optique.

L'image du trou source est réimagée sur le détecteur par un objectif constitué d'un doublet en germanium de 15 cm de focale, ouvert à  $f/4$  (fig. 6.10). L'emploi d'un matériau très réfringent ( $n = 4$  pour Ge) permet d'atteindre de grandes ouvertures de faisceau. L'objectif, optimisé pour un grandissement de  $1/10$ , permet de former des images de 20 à 400  $\mu m$  sur la mosaïque (20  $\mu m$  représentant la tache de diffraction à 2.2  $\mu m$  pour un diamètre source de 100  $\mu m$ ). Ce petit diamètre de la tache image permet d'étudier la réponse spatiale du détecteur.

La transmission totale de l'ensemble optique est égale au produit des transmissions de chaque élément optique : objectif, fenêtre, lentilles et filtre

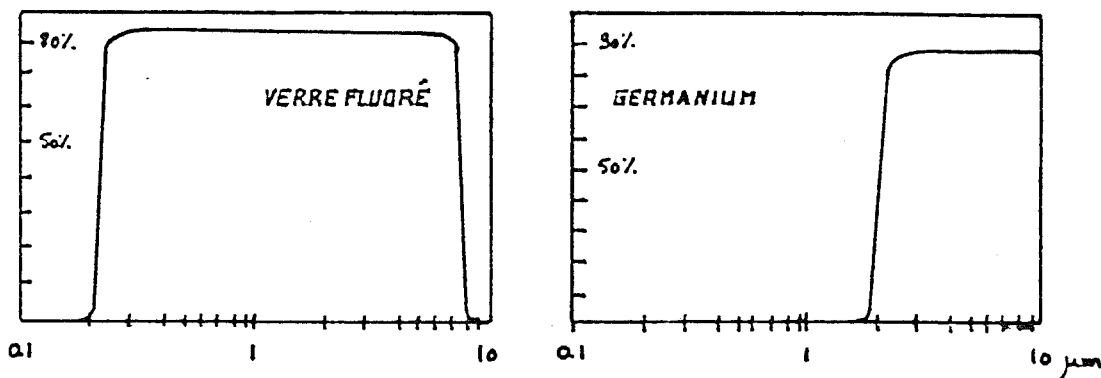
- transmission de l'objectif  $\simeq 90 \pm 5 \%$
- transmission de la fenêtre en verre fluoré, de 2 mm d'épaisseur  $\simeq 85 \pm 2 \%$
- la lentille froide (intérieur du cryostat), utilisée en  $2f / 2f$  sur le prototype et en grandissement  $1/4$  dans le montage optique de la caméra INSU transmet aussi 85 % du signal optique
- les filtres astronomiques de chez OCLI sont optimisés pour les bandes passantes de l'atmosphère (fig 6.11 et 6.12).

Filtre	$\lambda$ ( $\mu m$ )	$\Delta\lambda$ ( $\mu m$ )
J	1.25	0.28
H	1.65	0.30
K	2.25	0.36
L	3.85	0.61
M	4.75	0.43

Tableau 6.13 - Tableau récapitulatif des filtres discrets.

La roue filtre est aussi équipée de deux CVF, filtres continûment variables. Ils couvrent le domaine spectral 2.4 - 4.6 et 4.4 - 8.8  $\mu m$ . Dans les deux cas, la résolution intrinsèque est de 1 %.

La fenêtre du cryostat est en verre fluoré de 2 mm d'épaisseur, sa courbe de transmission est plate entre 0.2 et 8  $\mu m$  (fig. 6.14). Pour conserver la qualité optique du verre fluoré, très hygroscopique, une petite boîte renfermant du silicagel, protège la fenêtre pendant le stockage de la caméra.

Fig. 6.14 - Courbes de transmission du verre fluoré<sup>(33)</sup> et du germanium<sup>(33)</sup>

La source du banc de test est un corps noir de chez Carmel Industry (Israel), modèle SR-2-20-FW. Il est étalonné en température (0-600 °C, stabilité 0.25 °) et en dimension de source (0.1 - 6.4 mm). La roue porte-diaphragmes permet d'adapter la dimension du trou source au test envisagé. Son émissivité est de 99 ± 1 % et le lobe d'émission est très directif (7.5 degrés pour l'ouverture de 3.2 mm).

### VI.3. Electronique.

L'électronique développée à l'Observatoire de Meudon est fortement inspirée de l'électronique de lecture mise au point par les ingénieurs SAT <sup>(34)</sup>. Cependant le faible flux de photons astronomiques nous oblige à ralentir la cadence de lecture. L'électronique se scinde en une fonction de commande et un système de lecture. Initialement le premier étage électronique (commande) était fixé sur la peau extérieure du cryostat. Il est maintenant installé dans la partie pompée, mais néanmoins chaude du cryostat, 20°C. A ce jour, toutes les électroniques sol fonctionnent à température ambiante. Dans le cahier des charges de la caméra infrarouge du satellite ISO, l'électronique proche doit fonctionner à 4.2 K. Une étude sur le comportement des technologies CMOS refroidies est en cours dans le Laboratoire de Recherches Spatiales.

#### VI.3.1. L'électronique proche.

- Cette électronique réalise deux fonctions :
  - la gestion des phases de lecture de la cible
  - le premier traitement des tensions de sortie du détecteur.

Le multiplexeur ligne remet les lignes au potentiel de déplétion VI, pour maintenir une charge constante sur les électrodes lignes de la matrice. Cependant le principe de lecture de la matrice repose sur la prise d'échantillons représentatifs de la charge intégrée (cf paragraphe V.2). La ligne doit donc être "flottante" pendant la lecture de chaque colonne du détecteur. Mais pour contrer les courants de fuite dans le JFET et l'interrupteur, il faut réalimenter la ligne. Ainsi le multiplexeur force toutes les lignes au potentiel d'intégration avec une période de 64  $\mu$ s.

Les 32 préamplificateurs JFET U310 assurent l'adaptation d'impédance, sans gain. La mesure directe de la charge par la loi de Gauss requiert un faible bruit et un préamplificateur à haute impédance d'entrée. Pour ce type d'application, les JFET au silicium sont les meilleurs pour l'étage d'entrée. Les transistors bipolaires ont trop de bruit en courant. Les MOSFETS et les JFET GaAs ont trop de bruit en tension <sup>(35)</sup>. Les JFET fonctionnent correctement jusqu'à 50 K. En dessous de cette température, seuls certains transistors de type MOS fonctionnent encore. Pour cette raison, l'électronique du plan focal ISO sera équipée de composants CMOS <sup>(36)</sup>.

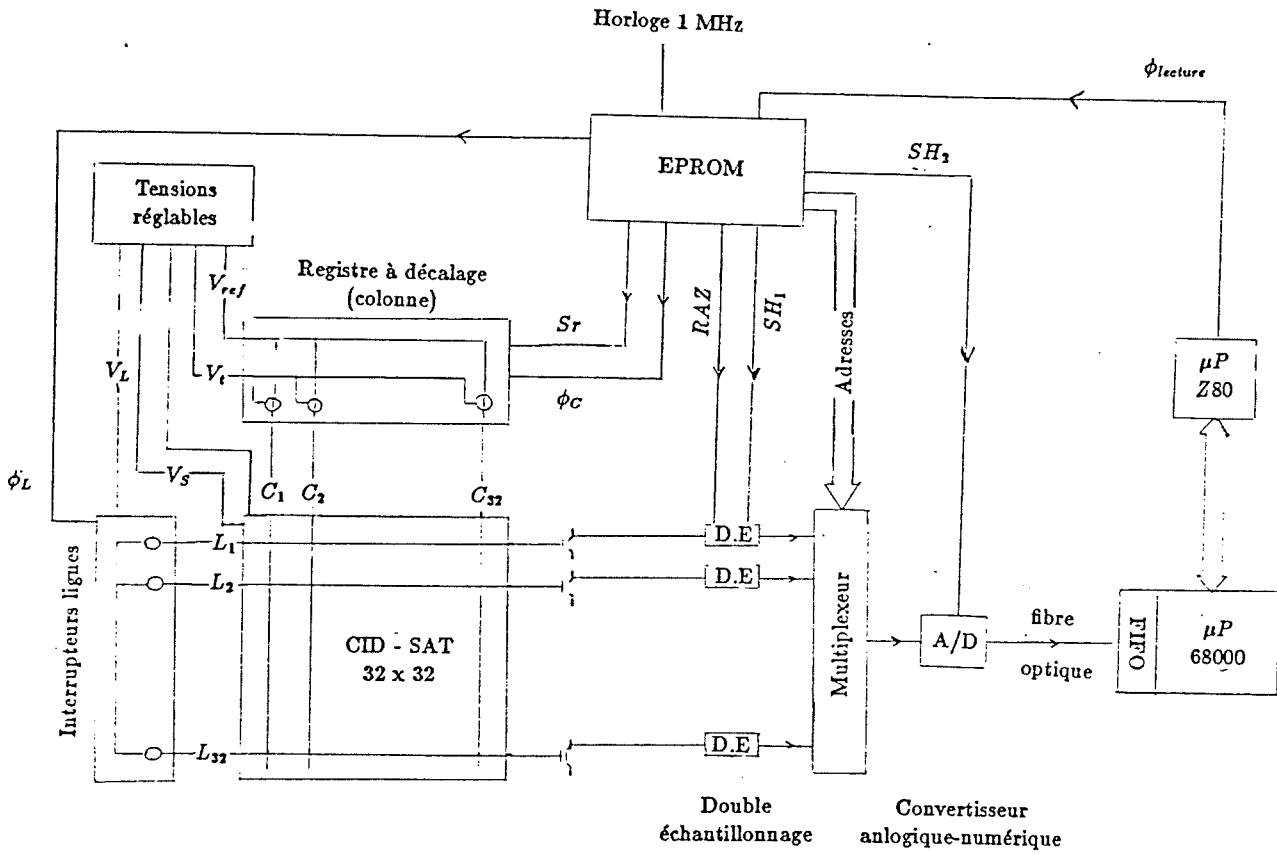


Fig. 6.15 - Schéma du système de lecture de la matrice 32 x 32

Un registre à décalage délivre les impulsions nécessaires à la lecture du détecteur. Les colonnes, au potentiel d'intégration  $V_{ref}$  pendant l'intégration, sont reliées séquentiellement au potentiel de transfert  $V_t$  en mode de lecture. Initialement cette fonction était réalisée par un circuit intégré uniquement alimenté par ses signaux de commande. Ce composant fonctionnait en trois états : tension de déplétion, tension de transfert et enfin potentiel flottant : pendant la durée du transfert de la colonne  $Y_j$ , toutes les autres colonnes  $Y_k$  ( $k \neq j$ ) étaient flottantes (déconnectées de la source de tension  $V_{ref}$ ). Aujourd'hui, cette fonction est réalisée par une carte composée de circuits discrets, au nombre de 17. Grâce à cette nouvelle carte colonne, les électrodes de colonne sont toujours connectées à une source de tension.

Le détecteur CID est capacitif, la liaison vers le préamplificateur se fait à haute impédance. Sur cette longueur, le signal est sensible à toutes les perturbations extérieures, aussi faut-il la réduire à sa valeur minimum. Cependant dans les caméras sol 32 x 32, les matrices (4.2 K) sont reliées aux préamplificateurs (300 K) par des cables captifs d'environ 20 centimètres (moitié pour la liaison sortie de la cible et moitié pour la liaison d'entrée du circuit hybride ligne). Nous verrons dans le chapitre sur les mesures de bruit, l'importance de la longueur de cette liaison capacitive, sur le bruit systématique, corrélé entre les lignes. Dans le plan focal de la voie courte longueur d'onde ISO, la matrice sera reliée au premier étage de l'électronique refroidie à 4.2 K par une liaison de deux à trois centimètres.

### VI.3.2. L'électronique de lecture (fig. 6.15).

L'électronique de lecture fabrique tous les signaux de commande nécessaires à la matrice. Un quartz de 1 MHz synchronise l'EPROM qui contrôle la lecture du détecteur. Une deuxième EPROM gère les différents modes de fonctionnement de la caméra (temps d'intégration et modulation).

A la sortie du préamplificateur, le signal entre dans un filtre passe haut qui soustrait le niveau continu et évite ainsi la saturation de la chaîne de traitement. Pour transporter les signaux dans la liaison "électronique proche" → "électronique de lecture", il faut diminuer l'impédance (suiveur + gain 20). Après la transmission, le signal est de nouveau amplifié, soit au total  $G = 280$ . Puis, un étage filtre passe-bande épure le signal avant la soustraction analogique du double échantillonneur. La fonction filtrage constituée d'un filtre passe bas du second ordre suivi d'un filtre passe haut, est installée en fin de chaîne analogique pour filtrer au maximum le

bruit crée pendant le traitement. La courbe de bruit du JFET U310 (cf. paragraphe IX.2) détermine son mode d'utilisation optimal. Avec une capacité de 50 pF, la fréquence de travail se situe vers quelques dizaines de Kcycles. Le compromis entre le bruit de lecture minimum et le temps d'intégration minimal de la matrice 32 x 32 détermine le temps de stabilisation du filtre,  $\Delta t$  doit être inférieur à  $30 \cdot 10^{-6}$  seconde. La courbe 6.16 montre que le temps d'établissement minimum est obtenu pour  $\delta$  voisin de 0.8, avec  $\omega t = 5$ . La fréquence de coupure correspondante est de 30 KHz. Cependant, les cartes de lecture ont été utilisées pour les différentes matrices, et ne sont donc pas optimisées pour la matrice 32 x 32. Ceci n'est pas dramatique, car le bruit de lecture de  $600 e^- RMS$  ne limite pas les performances de la matrice dans les conditions d'utilisations actuelles (cf paragraphe IX.3.4). Les paramètres (résistances et capacités) du filtre passe bas déterminent une fréquence de coupure de 70 KHz et un amortissement de 0.72 (cf.annexes C). La fréquence de coupure du filtre passe haut à 30 Hz, élimine la partie haute du bruit en 1/f. Dans le plan fréquentiel, le bruit correspond à l'intégrale de la courbe 6.17 qui représente la réponse de l'échantillonneur bloqueur avec ou sans filtrage.

Un multiplexeur maintient puis oriente les données vers le convertisseur analogique - numérique. Le signal vidéo est ensuite émis, via une fibre optique, vers un relai tampon, composé de deux mémoires FIFO (First Input - First Output). Le calculateur peut alors acquérir l'image valide à partir d'une des deux mémoires pendant que la deuxième stocke l'image suivante.

Le temps de conversion d'une donnée fixe le temps d'intégration minimum de la matrice 32 x 32 éléments. Celui des deux convertisseurs que nous avons utilisés (12 puis 14 bits) est de  $8 \mu s$ . Cependant, la périodicité des conversions est de  $16 \mu s$ . Ainsi une colonne de 32 senseurs est digitalisée toutes les  $512 \mu s$ , soit un temps minimum égal à 16 ms pour la lecture de toute la matrice. Lors des observations sol, l'émission importante du fond de ciel au delà de  $3.5 \mu m$ , limitera le temps d'intégration à 64 ms pour les observations à  $4.75 \mu m$ , et 256 ms à  $3.85 \mu m$ .

Le schéma des principales fonctions électroniques et les horloges des différents signaux de lecture sont présentées en annexe B.

L'option de l'EPROM de gestion entravait le fonctionnement de la caméra. En particulier, elle limitait le temps d'intégration entre 16 ms et 2 secondes ( $T_i = 2^n \times 16$  ms). Ce module a été supprimé. La gestion de l'instrument se fait maintenant à partir du microprocesseur. Ainsi le temps d'intégration devient un multiple du temps de base,  $T_i = N \times 16$  ms avec  $N \leq 2^{31}$ .

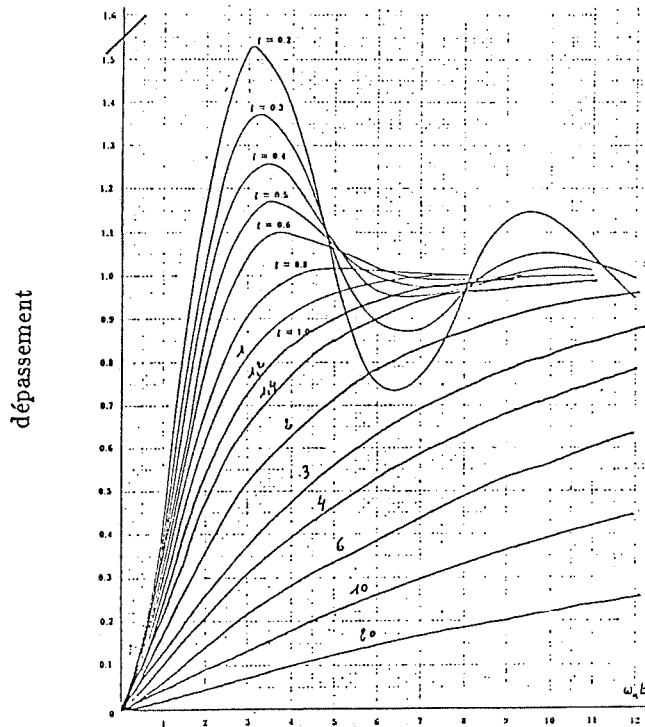


Fig. 6.16 - Courbes de stabilisation d'un filtre passe-bas du 2<sup>ème</sup> ordre (temps de réponse à une impulsion).

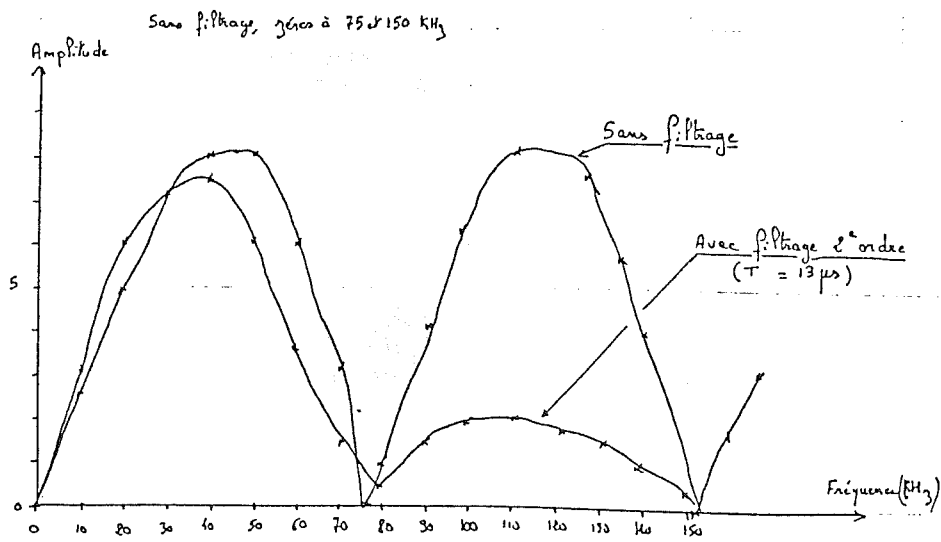


Fig. 6.17 - Courbes de bruit de l'échantillonneur bloqueur.

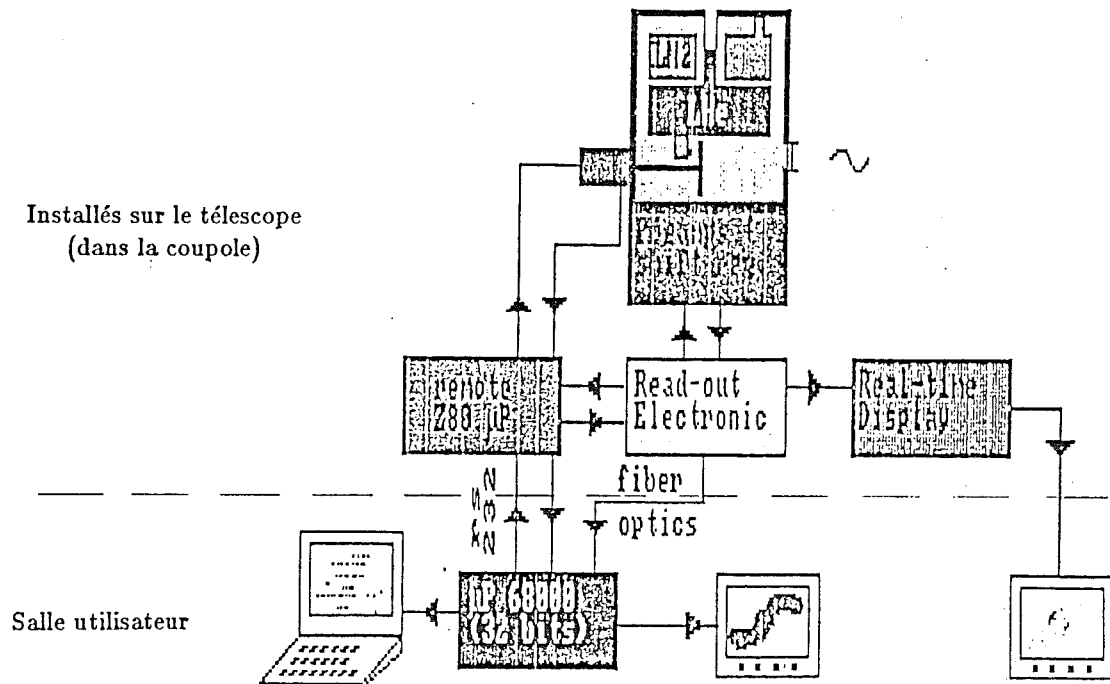


Fig. 6.19 - Configuration de la caméra CIRCUS sous télescope.

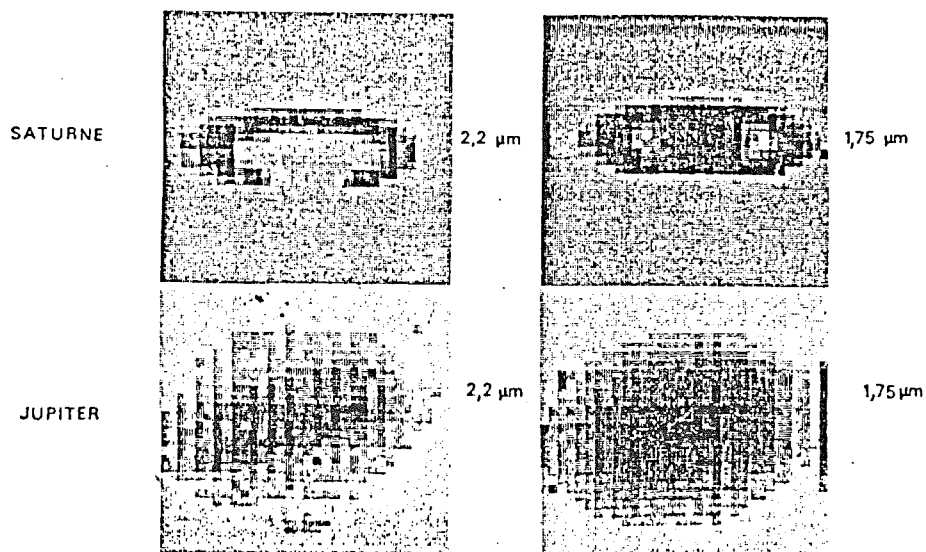


Fig. 6.20 - Exemples d'images délivrées par la visu temps réel.



capacité ligne = 50 pF gain chaîne électronique = 280 1 pas codeur = 700 électrons
--

Tableau 6.18 - Bref résumé des caractéristiques techniques de la caméra INSU.

#### VI.4. Informatique.

Notre objectif était de trouver un système informatique qui puisse acquérir un flot de données important : 1024 informations de 16 bits toutes les 16 ms (cadence la plus rapide). Notre informaticien a choisi une machine de chez Microsysteme, basée sur un microprocesseur 68000. Le système informatique complet possède 1 Mega-octets de mémoire vive, une interface de plusieurs ports série et parallèle, un disque dur de 20 Mega-octets et une carte vidéo couleur associée à un moniteur couleur.

- Le calculateur gère les commandes de la caméra, acquiert les données par paquet de  $n$  images, calcule et mémorise l'image moyenne du paquet et son bruit.
- Pour la gestion de l'instrument, un microprocesseur Z80 assiste le calculateur (relaie les informations de commande). Sur ordre du 68000, le Z80 gère le temps d'intégration, la position de la roue porte filtres et du miroir vibrant, informe la visu temps réel et lit les tensions de polarisation du détecteur. Pendant les observations astronomiques, l'électronique et le Z80 sont accrochés sous le télescope. L'ajout du microprocesseur Z80 résoud le problème du nombre de fils reliant la salle utilisateur au télescope ( $\geq 20$  mètres). Ainsi dans cette configuration, un seul câble RS 232 relie le 68000 à l'électronique (via le Z80). Pour accélérer la vitesse de transmission et pour éviter une boucle de masse, les données sont transmises au calculateur par l'intermédiaire d'une fibre optique (fig. 6.19).
- Une fonction (logique câblée) reproduit en temps réel les 1024 informations, sans aucun traitement. En mode d'observation, cet équipement qui visualise

les images en temps réel est indispensable pour le réglage de l'ensemble télescope + caméra (fig. 6.20).

- Un deuxième mode de contrôle des observations est la visualisation, en temps différé, d'un bloc (ou de M blocs cumulés) de N images acquises par le microprocesseur qui se limite à un traitement sommaire des niveaux de l'image
  - soustraction d'une image de champ plat mémorisée
  - correction des pixels morts
  - compensation du bruit corrélié.

## Chapitre VII

### La charge d'obscurité

- 1 - Rappel sur les courants de génération.
- 2 - Le courant tunnel.
  - 2.1 - Le courant tunnel bande à bande.
  - 2.2 - Le courant tunnel indirect.
- 3 - Influence de la charge tunnel sur le potentiel de surface.
  - 3.1 - Etude du courant tunnel.
  - 3.2 - Influence sur le potentiel de surface.
  - 3.3 - Puits colonne :  $V_g$  constant.
  - 3.4 - Puits ligne :  $V_g$  "flottant".
- 4 - Mesures du courant d'obscurité.
  - 4.1 - En fonction du temps d'intégration.
  - 4.2 - En fonction de la température.
- 5 - Conclusion.

## La charge d'obscurité.

L'étude des courants d'obscurité d'une structure MIS portée à la température de l'hélium liquide, constitue un point fondamental pour l'utilisation astronomique des détecteurs InSb CID-SAT. Après la présentation des différentes sources de courant d'obscurité encore actives à cette température, une simulation simplifiée décrit le comportement de la charge d'obscurité d'une capacité MIS à 4.2 K, suivant son mode de fonctionnement. Enfin les mesures expérimentales mettront en évidence le comportement réel de la charge d'obscurité générée dans une matrice MIS-CID, refroidie à la température de l'hélium liquide. L'homogénéité de la mosaïque 32 x 32 fixera la limite supérieure des grands temps d'intégration.

### VII.1. Rappel sur les courants de génération.

La structure MIS portée en déplétion profonde va tendre à retourner vers son état d'équilibre sous l'effet du courant d'obscurité. Ce courant comprend trois composantes fondamentales :

- le courant de génération de porteurs dans la ZCE,  $J_g$  en volume et  $J_s$  en surface.

$$J_g = \frac{q n_i W^2}{2 \tau_g} \quad J_s = \frac{q n_i S_o}{2}$$

- le courant de diffusion des porteurs à la limite de la ZCE de largeur  $L_D$ , la longueur de diffusion des porteurs minoritaires

$$J_d = \frac{q n_i L_D}{N_d \tau_g}$$

$n_i$  : concentration intrinsèque

$W$  : profondeur de la ZCE

$\tau_g$  : durée de vie des porteurs minoritaires

$L_D$  : longueur de diffusion des porteurs minoritaires

$S_o$  : vitesse de recombinaison en surface

$n_i$  est proportionnelle à  $T^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}$  (cf. chapitre III.1.5)

- Le courant tunnel bande à bande

Les courants  $J_g$ ,  $J_s$  et  $J_d$  sont proportionnels à  $n_i$ . A la température de l'azote liquide, le courant de génération en volume est prédominant <sup>(30)</sup>. Mais comme  $n_i$  décroît très rapidement avec la température, les courants d'origine thermique sont inexistantes à 4.2 K. Ainsi, l'utilisation de la matrice InSb-CID à la température de l'hélium liquide s'est immédiatement traduite par un gain de  $10^3$  sur le temps d'intégration. Des temps de pose de quelques secondes sont raisonnablement utilisés. L'étude du courant d'obscurité d'une structure MIS refroidie à l'hélium liquide se réduit donc à celui du courant tunnel, insensible à la température. La densité de courant tunnel devient alors le facteur limitatif du temps d'intégration.

## VII.2. Le courant tunnel.

Pour les semiconducteurs qui présentent une largeur de bande interdite inférieure à 0.3 eV comme InSb, HgCdTe, PbSnTe une nouvelle source de courant d'obscurité devient significative en fonction du potentiel de surface et de la densité des impuretés : c'est le courant tunnel.

### VI.2.1 Le courant tunnel bande à bande (fig. 7.1).

Sous l'effet de la polarisation de la structure MIS, le semiconducteur supporte la plus grande partie de l'échelon de tension appliquée sur la grille. Cet effet se traduit par une courbure des bandes d'énergie à l'interface isolant-semiconducteur. La distance à énergie donnée qui sépare la bande de valence de la bande de conduction,

constitue une barrière de potentiel. Au début du régime transitoire, le champ électrique élevé qui règne à l'interface, réduit la barrière de potentiel. A énergie constante, la probabilité de transition des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction devient plus importante. Les trous apparus qui transitent par effet tunnel dans la bande de valence, alimentent la couche d'inversion en porteurs minoritaires.

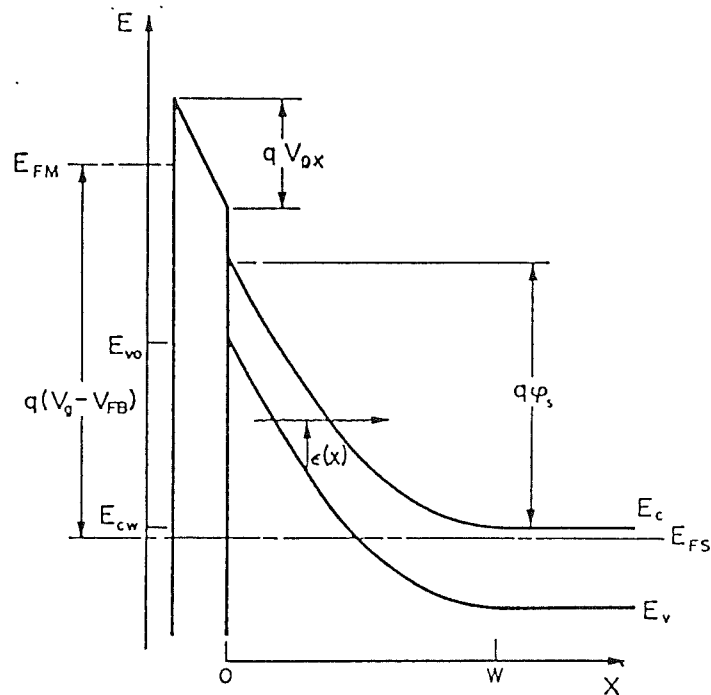


Fig. 7.1 - Courant tunnel bande à bande.

En régime de déplétion profonde, les électrons d'énergie comprise entre  $E_{cw}$  et  $E_{vo}$  peuvent transiter par effet tunnel, de la bande de valence vers la bande de conduction. Si  $F_{sc}$  est le champ électrique à la surface du semiconducteur, la distance à franchir par effet tunnel est seulement  $E_g/F_{sc}$  et non la largeur  $W$  de la zone déplétée.

### VII.2.2. Le courant tunnel indirect (fig. 7.2).

La charge générée par effet tunnel peut être assistée par les niveaux pièges situés dans la bande interdite. Un centre de recombinaison situé dans la bande

interdite qui reçoit un électron de la bande de valence au moyen d'une transition thermique ou tunnel, peut réémettre cet électron vers la bande de conduction, par les mêmes modes de transition. A la température de l'hélium liquide, les seules transitions possibles pour les électrons, sont de nature tunnel.

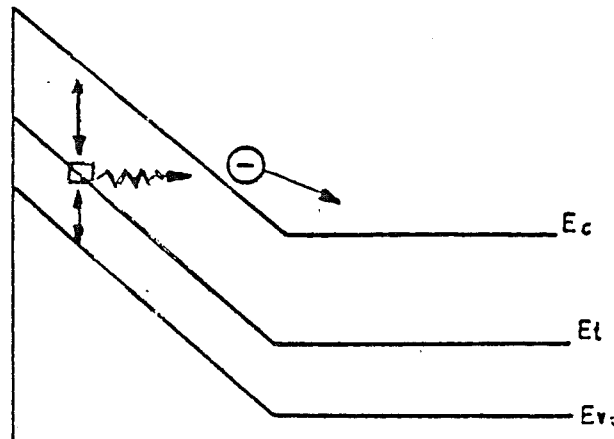


Fig. 7.2 - Courant tunnel indirect.

### VII.3 Influence de la charge tunnel sur le potentiel de surface.

#### VI.3.1 Etude du courant tunnel.

Le courant tunnel peut être calculé à partir de l'approximation  $WKB^{(31)}$

$$J_x = \int \int \int \frac{2q}{2\pi^3} v_x T(k) dk_x dk_y dk_z$$

où l'intégrale porte sur toutes les fonctions d'onde des électrons, caractérisées par les états initiaux pleins et les états finaux vides. L'approximation sur la bande de valence totalement remplie et la bande de conduction totalement vide est valide dans la zone de déplétion.

La vitesse de groupe de l'électron dans la direction x est :

$$v_x = \frac{1}{\hbar} \frac{dE_g}{dk_x}$$

Anderson <sup>(32)</sup> donne une solution de cette intégrale dans le cas des semiconducteurs à faible bande interdite

$$\frac{J_x}{q} = \frac{(q\varphi_s - \frac{E_g}{2})qF_{sc}}{2\sqrt{2}\pi^3\hbar^2} \sqrt{\frac{m_y^*m_z^*}{E_g^2}} \sqrt{\frac{E_g}{m_x^*}} 2\sqrt{\frac{a}{b}} E_4(K\sqrt{\frac{a}{b}}) \left[ 1 - \left( \frac{\frac{E_g}{2}}{q\varphi_s - \frac{E_g}{2}} \right)^{3/2} \frac{E_4(K\sqrt{\frac{a}{b-1}})}{E_4(K\sqrt{\frac{a}{b}})} \right]$$

où  $E_4(x)$  est une intégrale exponentielle. Les valeurs des masses effectives sont regroupées dans le paragraphe III.1.3.

$$\frac{a}{b} \equiv \frac{q\varphi_s}{q\varphi_s - \frac{E_g}{2}} \quad \frac{a}{b-1} \equiv \frac{q\varphi_s}{E_g}$$

$$K \equiv \frac{\pi E_g^2}{2\sqrt{2}qF_{sc}\hbar} \sqrt{\frac{m_x^*}{E_g}}$$

Si  $K > 14$ , le courant tunnel est inférieur à  $10^{18} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . Le coefficient de l'exponentielle peut alors être approximé à 1. Dans nos conditions d'utilisation de la matrice CID-SAT,  $K$  sera toujours supérieur ou égal à 30. L'équation devient :

$$\frac{J_x}{q} = \frac{(q\varphi_s - \frac{E_g}{2})qF_{sc}}{2\sqrt{2}\pi^3\hbar^2} \sqrt{\frac{m_y^*m_z^*}{E_g^2}} \sqrt{\frac{E_g}{m_x^*}} 2\sqrt{\frac{a}{b}} \frac{\frac{\sqrt{\frac{\pi}{b}}\pi E_g^2}{2\sqrt{2}qF_{sc}\hbar} \sqrt{\frac{m_x^*}{E_g}}}{4 + \frac{\sqrt{\frac{\pi}{b}}\pi E_g^2}{2\sqrt{2}qF_{sc}\hbar} \sqrt{\frac{m_x^*}{E_g}}}$$

Si le tenseur de masse effective est isotrope comme pour InSb et HgCdTe, alors

$$\sqrt{\frac{m_i^*}{E_g}} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\hbar}{P} \quad i = x, y, z$$

$P$  est l'élément de matrice interbande. Pour InSb,  $P = 8.99 \cdot 10^{-8} \text{ eV} \cdot \text{cm}$

Dans ces conditions, l'équation du courant tunnel s'écrit :

$$\frac{J_x(t)}{q} = \sqrt{\frac{3qN_d}{\epsilon_0\epsilon_{sc}}} q \frac{(q\varphi_s - \frac{E_g}{2})^{3/2}}{\pi^2\hbar P} \frac{e^{-K(t)}}{4 + K(t)}$$



avec 
$$K = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{E_g^2}{qF_{sc}P} \sqrt{\frac{q\varphi_s(t)}{q\varphi_s(t) - \frac{E_g}{2}}}$$

Le courant tunnel calculé pour l'InSb à 4.2 K ( $E_g = 0.236$  eV), en fonction de la densité d'atomes donneurs, avec le potentiel de surface  $\varphi_s(0)$  comme paramètre, est tracé sur la figure 7.3. Une densité du flux tunnel de l'ordre de  $10^{10}$  charges.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>, correspond à une charge tunnel de  $3.5 \cdot 10^5$  charges.s<sup>-1</sup>, générée dans un pixel de surface  $3.5 \cdot 10^{-5}$  cm<sup>2</sup> (surface d'une cellule élémentaire de la matrice 32 x 32 sol, cf paragraphe III.3). La charge de saturation des mosaïques 32 x 32 sol est de l'ordre de  $3 \cdot 10^6$  charges.pixel<sup>-1</sup>. Pour une densité d'atomes donneurs de  $10^{15}$  cm<sup>-3</sup>, les détecteurs CID sur substrat InSb, ne sont pas limités par le courant tunnel lorsque le potentiel de surface est inférieur à 2 Volts. Cette limite passe à 8 Volts pour  $N_d = 2 \cdot 10^{14}$  cm<sup>-3</sup>. Pour des potentiels de surface supérieurs à ces valeurs, le courant tunnel alimente très rapidement la couche d'inversion en porteurs minoritaires tant que  $\varphi_s > \varphi_{limite}$ .

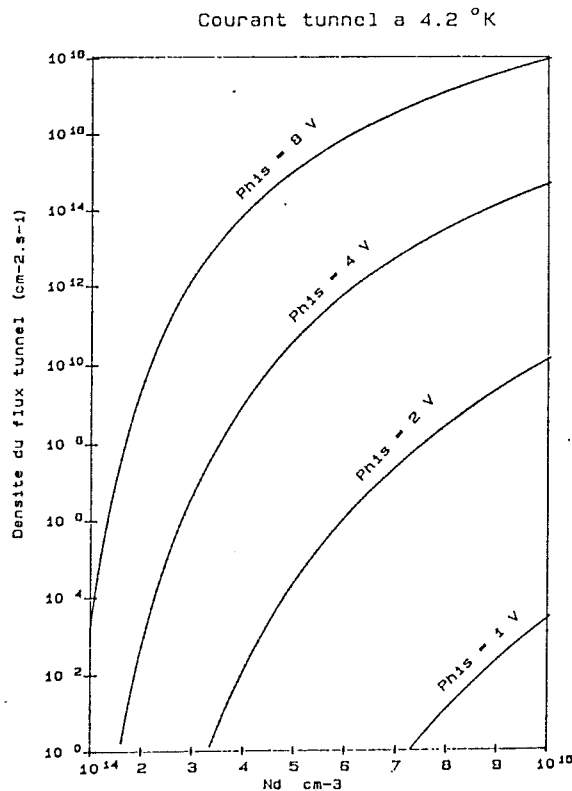


Fig. 7.3 - Densité de courant tunnel calculée pour l'InSb en fonction du nombre d'atomes donneurs  $N_d$ .

## VII.3.2. Influence sur le potentiel de surface.

Les équations fondamentales qui définissent l'évolution du potentiel de surface d'une structure MIS non éclairée sont (cf paragraphe IV.2) :

$$V_g(t) - V_{fb}(t) = V_{ox}(t) + \varphi_s(t)$$

$$V_{ox}(t) = q \frac{N_{inv}(t) + N_d W(t)}{C_{ox}} \quad \varphi_s(t) = \frac{q N_d W(t)^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_{sc}}$$

Le potentiel de surface est maximum à la mise en déplétion profonde de la structure lorsque  $N_{inv}(0) = 0$

$$\varphi_s(0) = V_g - V_{fb} + V_o - \sqrt{V_o^2 + 2V_o(V_g - V_{fb})}$$

ce qui détermine également l'intensité maximale du champ électrique de surface

$$F_{sc}(max) = \frac{2 \varphi_s(0)}{W(0)} = \sqrt{\frac{2 q N_d \varphi_s(0)}{\epsilon_0 \epsilon_{sc}}}$$

L'intensité maximale du champ électrique de surface peut être abaissée arbitrairement en réduisant la densité du dopant  $N_d$  ou en diminuant la valeur initiale du potentiel de surface.

L'équation différentielle qui relie le potentiel de surface et la charge tunnel, s'obtient en dérivant les équations fondamentales entre la tension grille, la tension d'oxyde et le potentiel de surface :

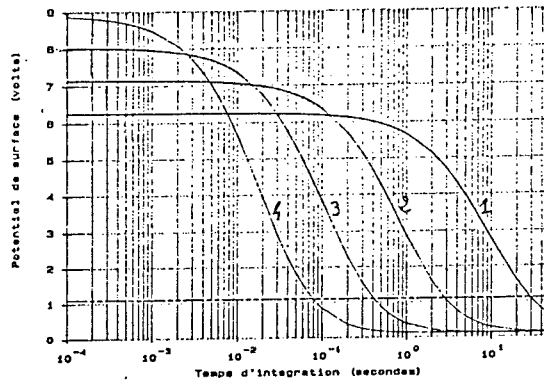
$$\frac{d\varphi_s(t)}{dt} = -\frac{J_x}{C_{ox}} + \sqrt{\frac{q N_d \epsilon_0 \epsilon_{sc}}{2 \varphi_s(t)}}$$

Cette équation se réduit à une simple équation différentielle lorsque la capacité de l'oxyde est beaucoup plus grande que la capacité de la couche de déplétion

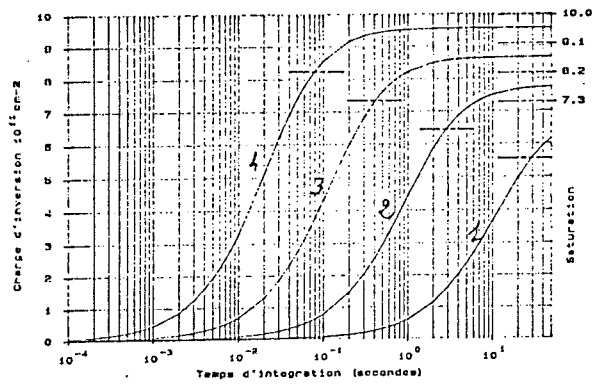
$$C_{ox} \gg \sqrt{\frac{q N_d \epsilon_0 \epsilon_{sc}}{2 \varphi_s(t)}} \quad \text{soit} \quad \varphi_s(t) \gg \frac{q N_d \epsilon_{sc}}{2 \epsilon_0} \left( \frac{E_{ox}}{\epsilon_{ox}} \right)^2$$

- 1 :  $V_g - V_{fb} = 8 \text{ V}$
- 2 :  $V_g - V_{fb} = 9 \text{ V}$
- 3 :  $V_g - V_{fb} = 10 \text{ V}$
- 4 :  $V_g - V_{fb} = 11 \text{ V}$

a - profil du potentiel de surface  $\varphi_s$



b - évolution de la charge d'inversion



c - profondeur de la zone de déplétion W

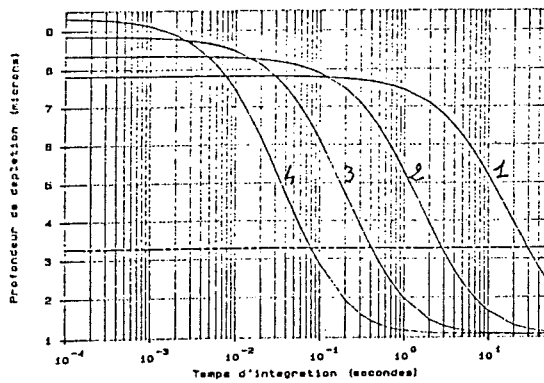


Fig. 7.4 - Simulation des effets du courant tunnel sur une capacité InSb-MIS lorsque le potentiel de grille est fixe (4.2 K).

Appliquée au détecteur InSb CID-SAT, la condition limite pour l'approximation du calcul, devient :

$$\begin{aligned} E_{ox} &= 1200 \text{ \AA} & \varphi_s(t) &\gg 28 \text{ mV} & \forall t \\ E_{ox} &= 2400 \text{ \AA} & \varphi_s(t) &\gg 110 \text{ mV} & \forall t \end{aligned}$$

Lorsque cette condition est vérifiée, l'évolution du potentiel de surface en fonction du temps se réduit à la résolution d'une équation différentielle à une inconnue

$$\frac{d\varphi_s(t)}{dt} = - \frac{J_x(\varphi_s)}{C_{ox}}$$

Une solution analytique de cette équation peut être obtenue dans le cas d'une masse effective isotrope <sup>(32)</sup>, ce qui est vrai pour l'InSb :

$$\varphi_s(t) = \frac{E_g}{2q} + \frac{\varphi_s(0) - \frac{E_g}{2q}}{[1 + dLn(1 + At)]^2}$$

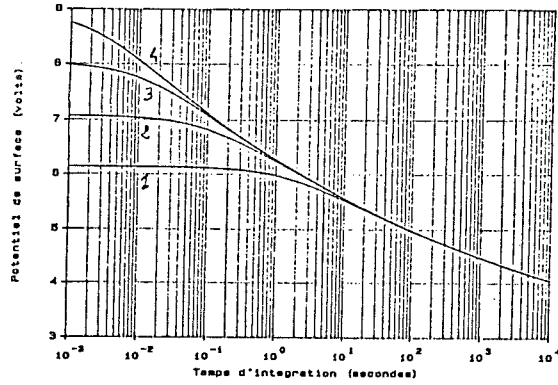
$$A = \frac{3q^2}{16\pi C_{ox}} \left(\frac{E_g}{P}\right)^2 \frac{e^{-d}}{h(d-1)} \quad d = \frac{\pi}{8} \sqrt{\frac{3\varepsilon_0\varepsilon_{sc}}{qN_d}} \frac{E_g^2}{P} \frac{1}{q \sqrt{\varphi_s(0) - \frac{E_g}{2q}}}$$

### VII.3.3. Puits colonne : $V_g$ constant.

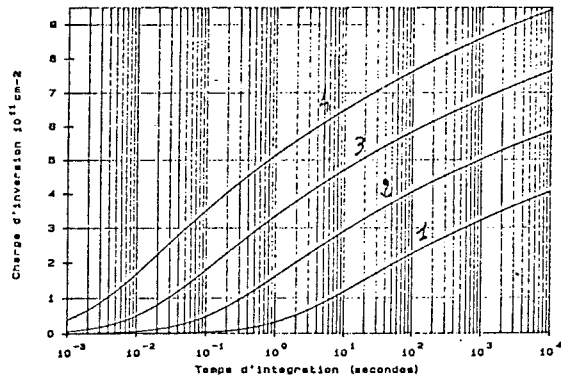
Pour simuler la charge d'obscurité recueillie dans un pixel, commençons par considérer le cas d'une capacité dont le potentiel de grille  $V_g$  reste constant pendant la période d'intégration. Cette hypothèse s'applique particulièrement aux électrodes colonnes des cellules élémentaires de la matrice CID. Dans ce cas, les paramètres  $A$  et  $d$  sont constants et la variation du potentiel de surface  $\varphi_s(t)$ , en fonction du temps, dépend alors du potentiel de surface initial  $\varphi_s(0)$ . La figure 7.4-a montre le retour vers l'équilibre d'un puits colonne sous l'effet du courant d'obscurité, avec  $V_g - V_{fb}$  comme paramètre (la charge d'inversion étant supposée nulle à  $t = 0$ ). Cette figure peut aussi s'interpréter comme la variation du potentiel de surface, en prenant  $V_g - V_{fb}$  constant et la charge d'inversion comme paramètre. Dans ce cas, plus la charge d'inversion est importante à l'instant  $t = \varepsilon$  ( $\varepsilon$  très petit), plus le potentiel de surface  $\varphi_s(t)$  reste constant pendant une plus grande période, avant de décroître assez rapidement.

- 1 :  $V_g - V_{fb} = 7$  V  
 2 :  $V_g - V_{fb} = 8$  V  
 3 :  $V_g - V_{fb} = 9$  V  
 4 :  $V_g - V_{fb} = 10$  V

a - profil du potentiel de surface  $\varphi_s$



b - évolution de la charge d'inversion



c - profondeur de la zone de déplétion W

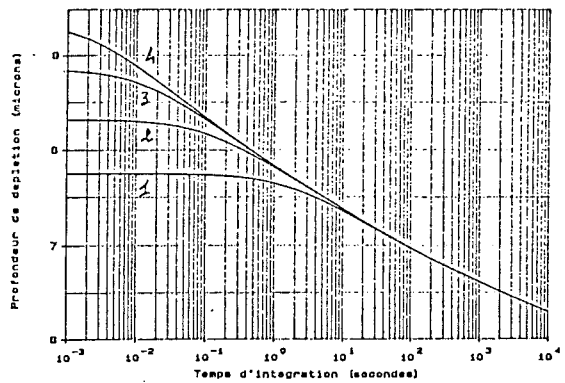


Fig. 7.5 - Simulation des effets du courant tunnel sur une capacité InSb-MIS lorsque le potentiel de grille est flottant (4.2 K).

Les figures 7.4 b-c représentent l'évolution de la profondeur de déplétion et la charge d'obscurité lorsque la charge d'inversion initiale est nulle. Les pointillés délimitent le domaine de validité de l'approximation qui fut utilisée pour simplifier les calculs.

#### VII.3.4. Puits ligne : $V_g$ "flottant".

Considérons maintenant le cas du puits ligne : le potentiel de ligne n'est pas appliqué en permanence sur l'électrode de ligne, contrairement à la grille colonne. L'évolution du potentiel de surface  $\varphi_s(t)$  qui se calcule normalement à partir du potentiel de surface initial  $\varphi_s(0)$ , n'est plus applicable dans ce cas. Comme le potentiel de grille ligne est "flottant", il faut calculer  $\varphi_s(t + \epsilon)$  à partir de  $\varphi_s(t)$ . La figure 7.5-a réalisée avec un incrément de  $1 \mu s$ , montre le retour à l'équilibre du potentiel de surface sous l'effet de la charge d'obscurité. La différence fondamentale avec le puits colonne est le lent retour vers l'équilibre du potentiel de surface qui se traduit par une croissance logarithmique de la charge d'obscurité en fonction du temps d'intégration (fig. 7.5-b).

La figure 7.5-c représente la profondeur de déplétion  $W$  : on peut ainsi considérer que la valeur moyenne de la profondeur de déplétion est de  $4 \mu m$ . Cette valeur sera utilisée dans le chapitre XI pour calculer le nombre d'impacts créés par les rayons  $\gamma$  dans la zone déplétée.

Pour connaître le comportement de la charge d'obscurité (c'est à dire les valeurs instantanées du potentiel de surface et par suite le profil de la profondeur de déplétion sous les électrodes) dans une cellule élémentaire comprenant un puits ligne et un puits colonne, il faut résoudre l'équation de Poisson à deux dimensions. Cette étude constitue un travail important qui nécessite un nombre élevé d'heures de calcul. La simulation du pixel élémentaire de la matrice CID n'a pas été entreprise.

## VII.4. Mesures du courant d'obscurité.

Le but de ces mesures est de déterminer le temps de pose maximal avant d'atteindre la saturation sous flux de photon nul. Le résultat de la simulation simplifiée est très prometteur puisque la charge d'obscurité varie comme le log du temps d'intégration. La limite sera fixée par le jeu des polarisations et par l'homogénéité du courant tunnel dans les différentes cellules.

## VII.4.1. En fonction du temps d'intégration.

La courbe 7.6 représente la variation de la charge d'obscurité en fonction du jeu de polarisations. La pente dépend essentiellement des potentiels appliqués. La charge d'obscurité qui varie comme le log du temps d'intégration, est donc déterminée par le puits ligne. Notre intérêt pourrait se porter sur l'optimum de la courbe  $(Q_{\text{saturation}} - Q_{\text{obscurité}}) / Q_{\text{saturation}}$ . Cependant, nous verrons au paragraphe VIII.2.3, que le jeu de polarisations est déterminé par la linéarité de la réponse du détecteur. Pour éviter les effets de sous-linéarité sous faible flux de photons, nous utilisons deux jeux de polarisations : un jeu pour  $\lambda > 3.5\mu\text{m}$  (appelé polars L) et un autre pour  $\lambda < 3.5\mu\text{m}$  (nommé polars K).

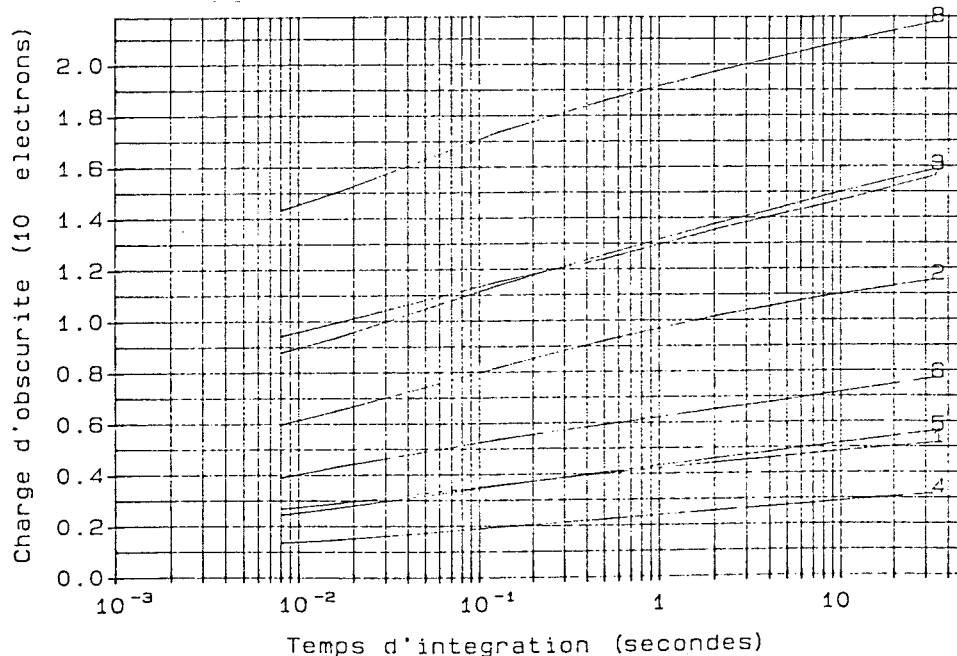


Fig. 7.6 - Mesures de la charge d'obscurité suivant le jeu de potentiels appliqué sur la matrice CID-SAT 8 x 8.

	$V_s$	$V_l$	$V_{ref}$	$V_t$
1				-5.0V
2	+4.9V	-1.4V	-0.8V	-7.0V
3				-9.0V
4				-5.0V
5	+4.0V	-1.4V	-0.8V	-7.0V
6				-9.0V
7				-5.0V
8	+4.9V	-3.0V	-3.0V	-7.0V

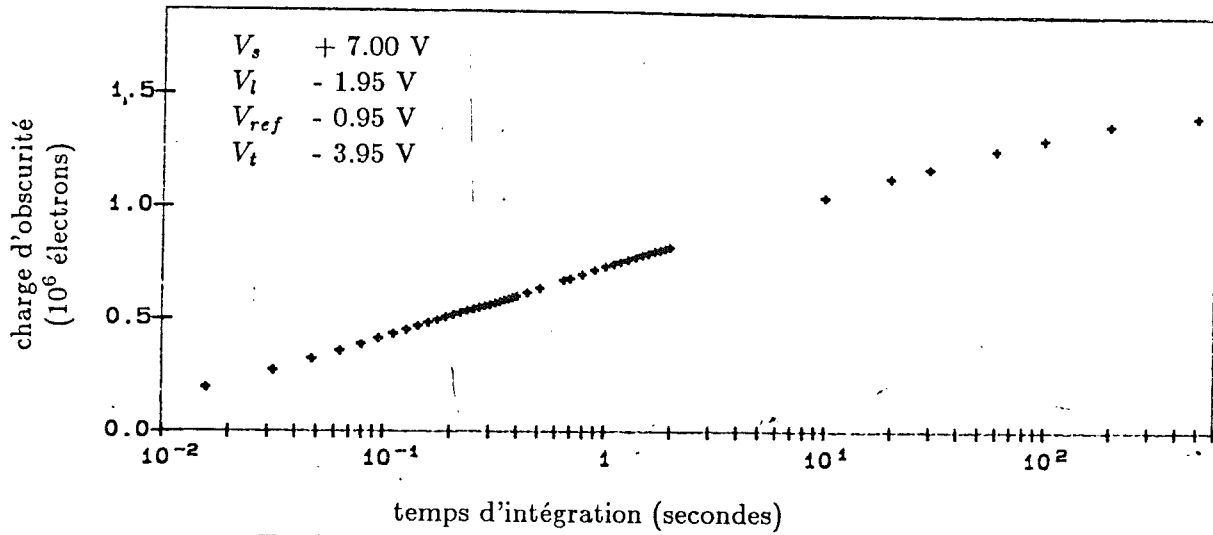
L'électronique de lecture limite l'étude de la charge d'obscurité à partir du temps de lecture minimal soit 0.016 seconde (cf paragraphe VI.7.2). Les figures 7.7 représentent la charge d'obscurité sous flux de photon nul (le détecteur est soumis uniquement au rayonnement 4.2 K). Après 10 minutes d'intégration sous flux de photon nul, la charge d'obscurité occupe seulement la moitié de la charge stockable. Avec les deux jeux de tensions, le courant d'obscurité varie comme le Log du temps d'intégration mais suivant des pentes différentes, fonction de la valeur instantanée du potentiel de surface  $\varphi_s$ , (3 millions -polars L- contre 1.3 million -polars K-). Avec les tensions de polarisation K, la densité de courant tunnel diminue fortement après quelques dizaines de secondes d'intégration tandis que la pente reste constante avec l'autre jeu de tension. Le courant d'obscurité dépend essentiellement du potentiel de surface  $\varphi_s$  : lorsque le puits de potentiel se remplit, le potentiel de surface décroît et la densité de courant tunnel diminue. La charge d'obscurité qui remplit la charge stockable de manière logarithmique, ne limite pas le temps d'intégration d'une matrice CID-MIS portée à la température de l'hélium liquide.

$T_i$	Valeur moyenne (électrons)	bruit	
		(électrons RMS)	dispersion à $1 \sigma$
16 ms	260000	2100	350
96 ms	265300	2100	420
01 sec	302500	2300	500
10 sec	376000	2940	700
30 sec	442750	3500	850
01 mn	500000	4000	1100
02 mn	560000	4250	1300
10 mn	625000	7900	3500
charge stockable	1300000		

Tableau 7.8 - Courant d'obscurité : valeur moyenne et bruit en fonction du temps d'intégration (polarisation K).

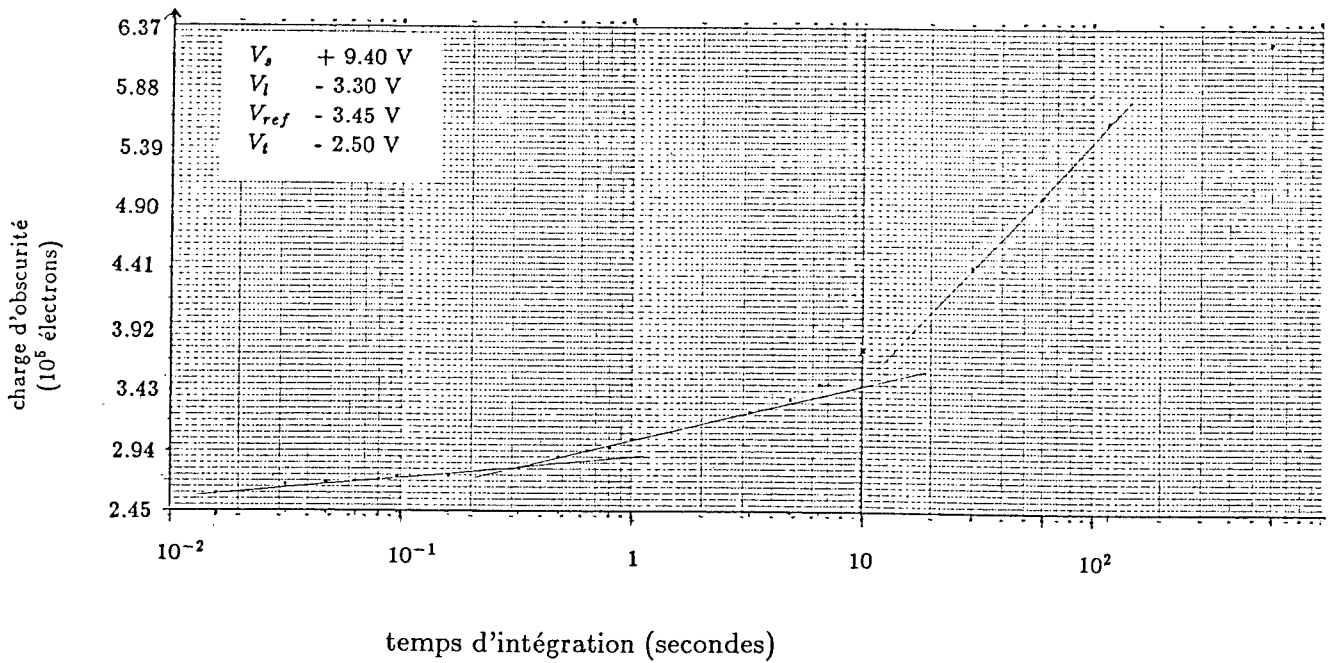


charge de saturation :  $3 \cdot 10^6$  électrons.



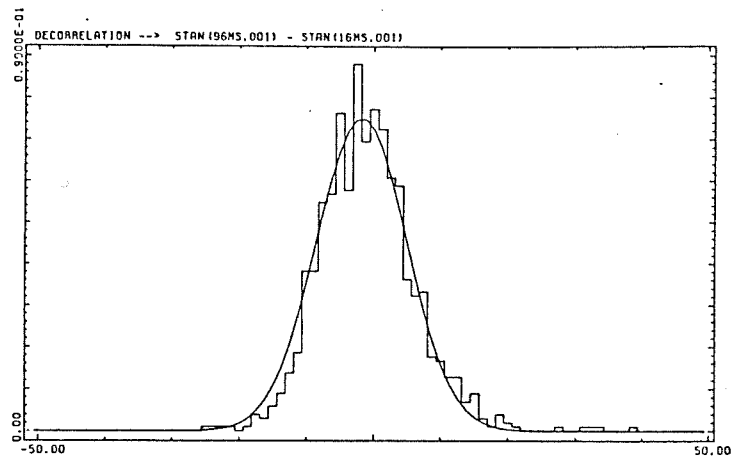
a - Tensions de polarisation L

charge de saturation :  $1.3 \cdot 10^6$  électrons.

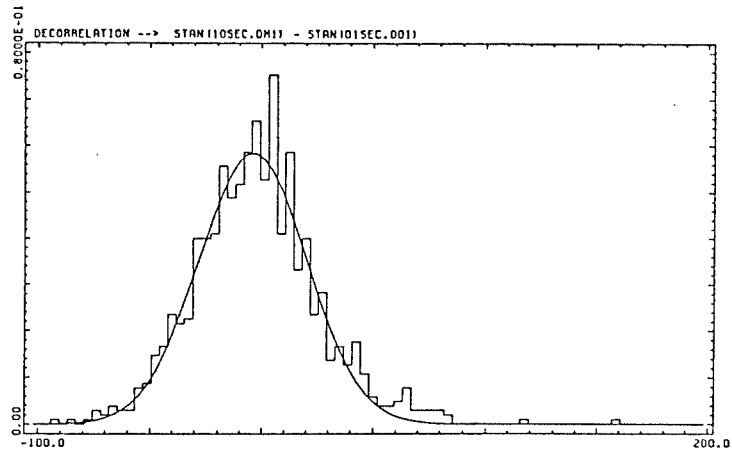


- Tensions de polarisation K

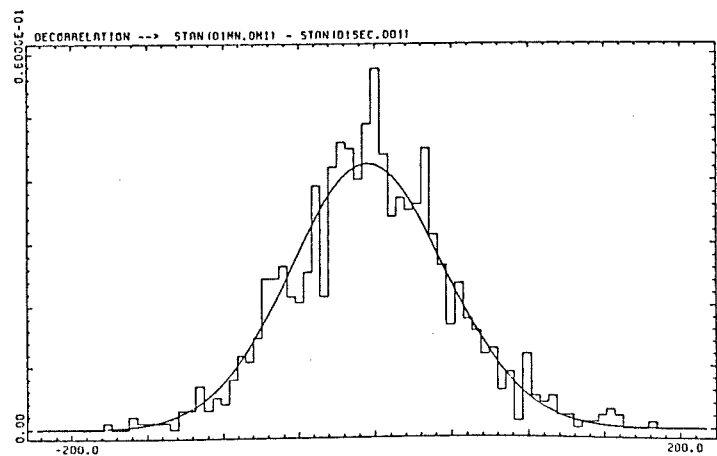
Fig. 7.7 - Mesure de la charge d'obscurité en fonction du temps d'intégration (matrice InSb CID-SAT 32 x 32).



a - image(96 ms) - image(16 ms)



b - image(10sec) - image(01 sec)



c - image(01 mn) - image(01 sec)

Fig. 7.9 - Histogrammes de génération de la charge d'obscurité

Nous verrons dans le chapitre réservé à l'étude du bruit de la caméra, la signification de la limite inférieure des 2000 électrons RMS. Dans la recherche du temps de pose maximum, intéressons nous seulement à l'évolution du bruit. Nous constatons que le bruit mesuré, double entre 16 ms et 02 mn, de même entre 01 et 10 minutes. Cette valeur de bruit devrait limiter les temps d'intégration à quelques minutes.

La matrice CID peut être considérée comme une mosaïque de 32 x 32 mono-détecteurs, cependant les 1024 cellules élémentaires ne peuvent pas être toutes optimisées simultanément : tous les points élémentaires sont polarisés avec les mêmes tensions. Pour une polarisation donnée, la qualité du multidétecteur est alors limitée par le monodétecteur dont la pente de la courbe, charge d'obscurité =  $f(\text{temps intégration})$  est la plus forte. L'inhomogénéité technologique de la matrice limite donc le temps de pose maximum de la matrice 32 x 32, ceci quel que soit le jeu de polarisations. Ainsi l'histogramme de la charge d'obscurité en fonction du temps d'intégration déterminera le temps de pose limite.

L'étude de l'homogénéité du courant d'obscurité se fait par la soustraction de l'image de référence : l'image du courant d'obscurité obtenue pour un temps d'intégration inférieur. L'étude porte uniquement sur les polars K. La méthode consiste à acquérir un paquet d'images, de calculer l'image moyenne, ceci pour des temps d'intégration de plus en plus grands. La soustraction de ces images permet de tracer les histogrammes de génération de charge d'obscurité entre les deux temps de pose (figure 7.9). Le tableau 7.10 résume les différents cas :

Comparaison de 2 images	valeur moyenne	dispersion à $1 \sigma$	
image(96 ms) - image(16 ms)	12500 $e^-$	4700 $e^-$	37 %
image(01 sec) - image(96 ms)	26500 $e^-$	9500 $e^-$	36 %
image(10 sec) - image(01 sec)	71500 $e^-$	17000 $e^-$	24 %
image(30 sec) - image(01 sec)	145000 $e^-$	27000 $e^-$	19 %
image(01 mn) - image(01 sec)	205000 $e^-$	35500 $e^-$	17 %
image(02 mn) - image(01 sec)	270000 $e^-$	47000 $e^-$	17 %
image(10 mn) - image(01 sec)	335000 $e^-$	50500 $e^-$	15 %

Tableau 7.10 - Homogénéité du courant d'obscurité en fonction de la valeur du temps d'intégration.

La vitesse de génération du courant tunnel est variable suivant les points élémentaires. Pour les temps d'intégration courts, la dispersion est de l'ordre de 35 % à  $1 \sigma$ . Cette valeur diminue lorsque le temps de pose augmente. Les

cellules qui ont la densité de courant tunnel la plus forte au début de la période d'intégration, seront ceux dont la valeur de la densité va décroître en premier : le courant d'obscurité dépend de  $\varphi_s$  qui est lui même dépendant de la charge déjà stockée dans la zone d'inversion. Comme le courant tunnel varie de façon logarithmique, l'écart à la moyenne des charges d'obscurité de chaque cellule se réduit lorsque le temps d'intégration augmente.

#### VII.4.2. En fonction de la température.

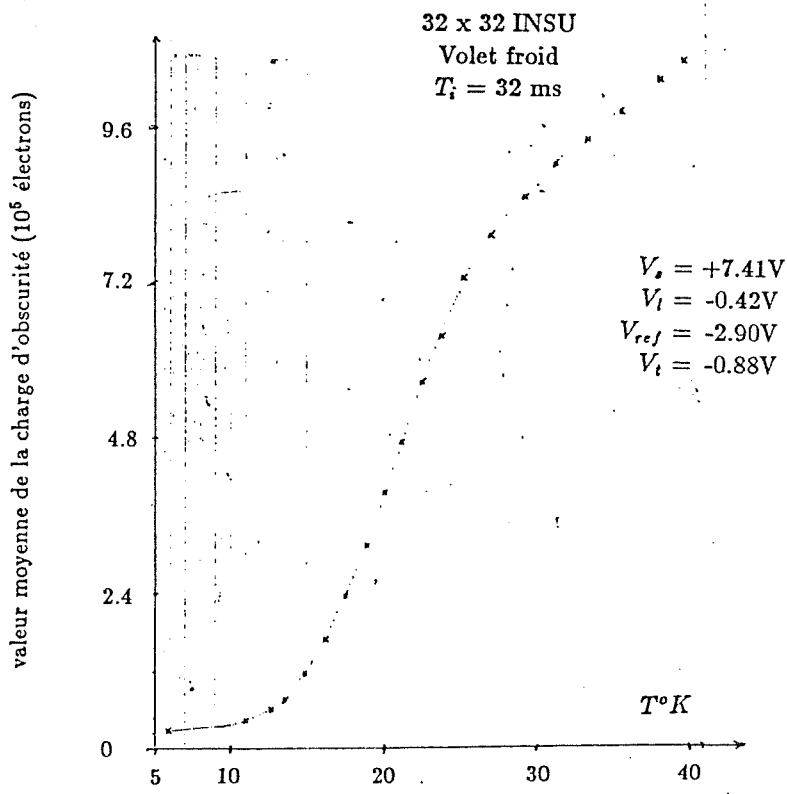


Fig. 7.11 - Mesure de la charge d'obscurité en fonction de la température (matrice InSb CID-SAT 32 x 32)

Les courants thermiques, proportionnels à  $n_i$ , sont théoriquement inexistants depuis 35 K. D'autre part, le courant tunnel est indépendant de la température. Cependant la mesure de la charge d'obscurité en fonction de la température de la matrice, se stabilise seulement à partir de 12 K (fig. 7.11).

La sonde de température est fixée sur le support de la mosaïque. Le gradient qui existe entre les deux plans est au maximum de 1 degré. Lorsque la cuve interne du cryostat contient de l'hélium liquide, la sonde de température du support cible, indique 4.2 K.

#### VII.5. Conclusion.

Malgré une augmentation du bruit de la caméra et un accroissement de la dispersion, le temps d'intégration de 1 minute semble raisonnablement envisageable. En effet, dans toute configuration observationnelle où prédomine le bruit de lecture, l'accroissement du temps d'intégration se traduit alors par un gain en  $\sqrt{t_i}$  sur la détectivité. Cette configuration est actuellement celle de la caméra INSU 32 x 32 (cf chapitre IX.6).

## Chapitre VIII

### Sensibilité de la matrice CID-SAT

1 - Sensibilité.

2 - Linéarité, seuil, saturation.

2.1 - Effet de seuil.

2.2 - Niveau de saturation.

2.3 - Linéarité.

2.3.1 - Influence de l'émission source.

2.3.2 - Effet de l'émission de photons ambiants.

2.3.3 - Effet de l'absence des photons ambiants.

2.3.4 - En fonction du temps d'intégration.

3 - Rendement.

3.1 - Calcul du nombre de photons.

3.2 - Calcul du nombre d'électrons.

3.3 - Mesures du rendement.

4 - Temps d'observation limité par le fond ambiant.

5 - Réponse spectrale.

6 - Conclusion.

## Sensibilité et rendement de la matrice CID-SAT 32 x 32.

La détectivité de la matrice bidimensionnelle InSb CID-SAT dépend de ses qualités de sensibilité et de bruit. Ce chapitre, entièrement consacré aux paramètres primordiaux de détection, sera complété au chapitre suivant par l'étude du bruit de la matrice. Tous les paragraphes sur la sensibilité auront un plan commun : définition de la nomenclature utilisée, résultats expérimentaux et commentaires.

### VIII.1. Sensibilité.

Le processus de détection de photons par le détecteur CID comprend trois étapes. Premièrement le photon incident doit être absorbé dans la zone déplétée. Les porteurs minoritaires sont alors stockés dans la zone d'inversion. Puis par le jeu des polarisations colonnes, la double lecture de la tension de l'électrode de ligne fournit la valeur de la charge stockée. La première étape de la détection de photons suppose que le flux incident pénètre dans le substrat.

Cette absorption est soumise aux conditions suivantes : le flux incident peut être réfléchi par la matrice ou absorbé par les différentes couches recouvrant le semiconducteur (cf. paragraphe III.1.6). A l'opposé, il peut être transmis par la zone déplétée. Ainsi le flux traverse la ZCE sans générer de paires électron-trou. Le coefficient d'absorption de l'InSb ( $\alpha \simeq 10^3 \text{ cm}^{-1}$ , cf paragraphe III.1.6) décroît brusquement au delà de  $5 \mu\text{m}$ . La profondeur minimale de la zone de charge d'espace est obtenue lorsque  $\varphi_s = 2 \varphi_B \simeq E_g$  (puits plein), soit  $W_{\min} \simeq 1.4 \mu\text{m}$ . Le pouvoir d'arrêt du semiconducteur InSb dépend de l'énergie du photon : pour  $\lambda < 3.5 \mu\text{m}$  ( $E > 0.35 \text{ eV}$ ), 80 % du flux est déjà absorbé sur la longueur  $W_{\min}$

(fig. 8.1). Ainsi, dans la zone dépeuplée du substrat InSb (en moyenne  $\simeq 4 \mu m$ ), le rendement photons  $\rightarrow$  paires électron-trou est plus élevé vers  $2 \mu m$  que vers  $5 \mu m$ .

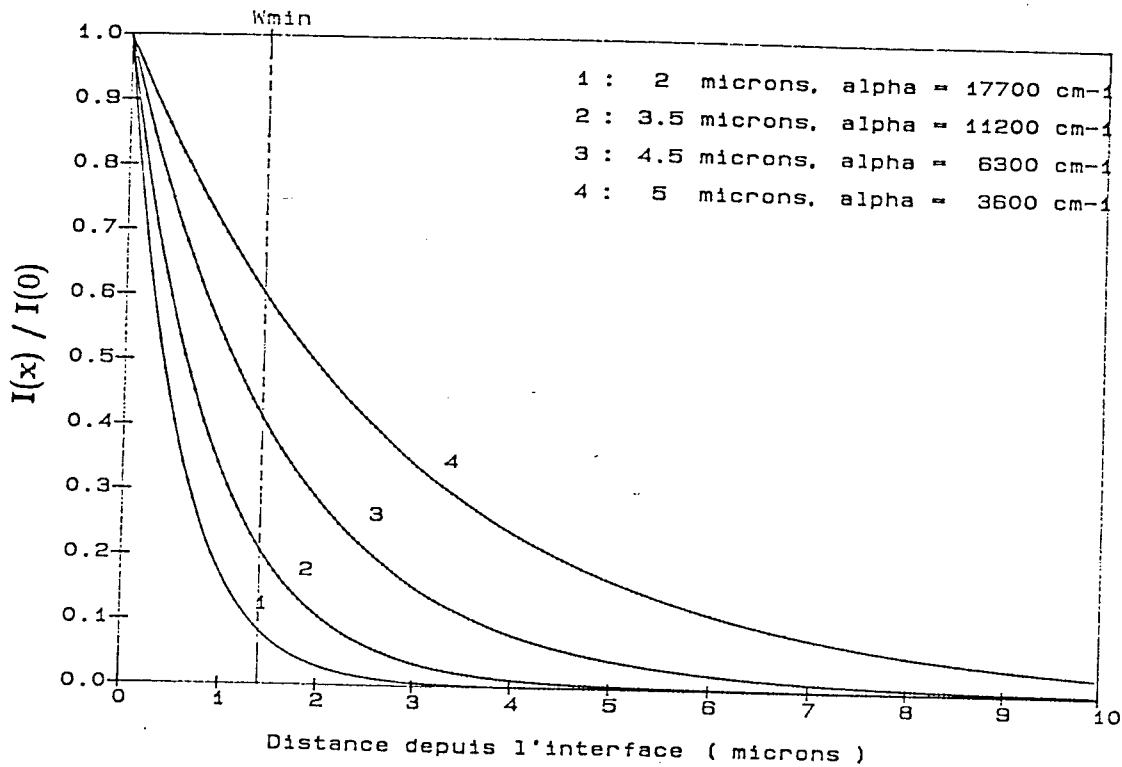


Fig. 8.1 - Effet de la longueur d'onde sur l'absorption de l'InSb

La sensibilité du détecteur se caractérise par le nombre de photocharges générées dans le semiconducteur. La qualité de la réalisation technologique détermine l'uniformité spatiale de la matrice bidimensionnelle. La sensibilité dépend donc des paramètres de surface  $x$  et  $y$ , ainsi que du nombre de photons  $N_p$  qui tombent sur la surface sensible du détecteur :

$$N_e = f(N_p, x, y)$$



## VIII.2. Linéarité, seuil, saturation.

L'étude de la réponse d'un détecteur en fonction du flux de photons conduit à déterminer son comportement depuis le seuil s'il existe, jusqu'à la saturation. La courbe qui relie le point zéro au point défini par le niveau de saturation, caractérise le profil de la réponse. Par définition, le critère de linéarité optimum est le profil droit (fig. 8.2).

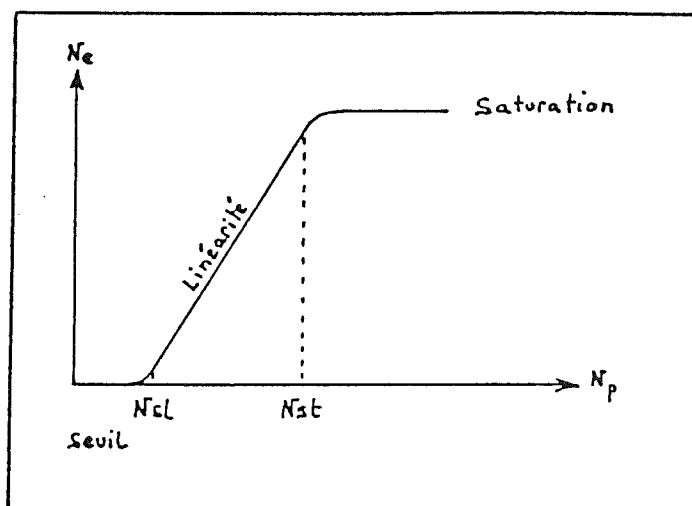


Fig. 8.2 - Courbe réponse  $f(N_{electrons}) = N_{photons}$

## VIII.2.1. Effet de seuil.

L'effet de seuil se caractérise par une réponse nulle pour une excitation photonique non nulle. Cet effet est défini comme la valeur  $N_p$ , à partir de laquelle la réponse  $N_e$  croît, indépendamment du phénomène responsable du niveau de seuil : la génération de porteurs libres, les problèmes liés à "l'extraction" des photocharges (états d'interface), un bruit de lecture élevé, ...

## VIII.2.2. Niveau de saturation.

Lorsque le potentiel de surface atteint sa valeur d'équilibre (cf. paragraphe IV.3), le nombre de charges contenues dans la zone d'inversion (interface isolant-semiconducteur) représente la charge de saturation. Au delà de cette valeur, les nouvelles charges ne sont plus stockées dans la zone inversée : elles se recombinent dans le substrat. La valeur de la saturation est une combinaison entre les propriétés physiques du semiconducteur et les dimensions géométriques de la cellule élémentaire.

La charge maximale que nous mesurons dans la matrice InSb-CID, ne représente pas la totalité de la charge de saturation que peut stocker le point élémentaire. La charge d'obscurité, quelle que soit son origine, s'approprie une part importante de cette valeur. D'autre part, la charge maximum lue, dépend étroitement du nombre de charges qui sont recombinées après la lecture de la cellule élémentaire. Dans la suite de mon exposé, le terme "charge de saturation" représentera toujours la charge maximum réellement lue par le système électronique.

## VIII.2.3. Linéarité.

La linéarité est définie dans un intervalle  $[N_1, N_2]$  borné inférieurement par un flux nul de photons ou éventuellement par l'effet de seuil et inévitablement borné supérieurement par la saturation. Dans cet intervalle, on détermine  $\langle R \rangle$  le rendement moyen et  $R$  l'écart à la moyenne. La linéarité s'écrit alors :

$$L(N_1, N_2) = 1 - \frac{R}{\langle R \rangle}$$

Si  $N_1$  et  $N_2$  sont exprimés en pourcentage par rapport à la saturation, on dira que sur le domaine  $[N_1, N_2]$  la linéarité est meilleure que  $N$  %.

L'étude de la linéarité se fait en faisant varier le nombre de photons pour étudier le nombre de charges entre le seuil et la saturation. Trois méthodes permettent de modifier le nombre de photons absorbés par la surface sensible du détecteur :

- la température du corps noir
- l'étendue du faisceau incident
- temps d'intégration.

Les résultats obtenus suivant ces différentes méthodes doivent être comparés pour vérifier la loi de réciprocité du détecteur : la réponse du détecteur doit être insensible (dans son comportement) au paramètre utilisé dans la variation du flux de photons.

La fonction rendement quantique idéale est linéaire quel que soit le flux de photons. Le rendement photons-paires électron-trou est indépendant du nombre de photons émis. Les photocharges créées sont stockées dans la zone inversée, à l'interface isolant semiconducteur. La lecture nécessite leur transfert du puits de potentiel ligne vers le puits de potentiel colonne. Les états d'interface vont alors échanger des porteurs libres avec la charge d'inversion pendant le transport des charges. La courbe réponse électrons lus =  $f(\text{photons})$  peut alors s'incurver pour les faibles valeurs du flux (fig. 8.3). La linéarité du détecteur dépend essentiellement de son mode d'utilisation et de la scène à observer. Si la fonction  $f(N_p, x, y)$  est connue,  $N_e$  permet de connaître  $N_p$ , même si  $N_e$  présente un écart à la linéarité. Des mesures précises doivent être effectuées en laboratoire afin de calibrer la réponse du détecteur dans les conditions des observations. La qualité photométrique des résultats astronomiques dépend en partie de cette calibration.

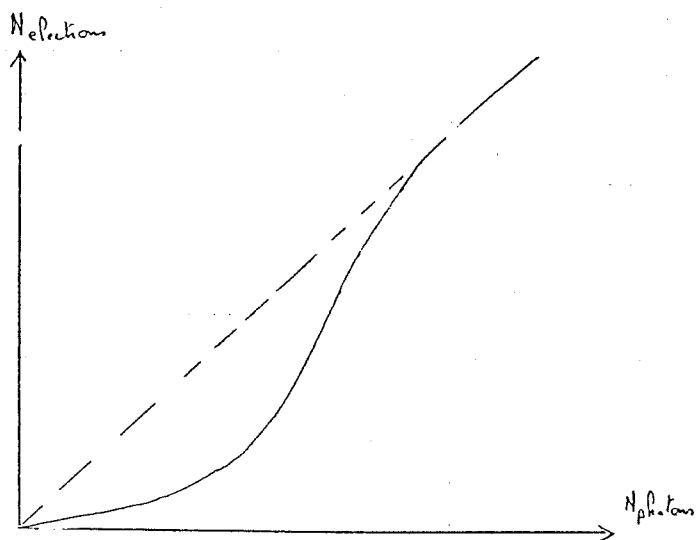


Fig. 8.3 - Exemple de sous linéarité à faible flux.

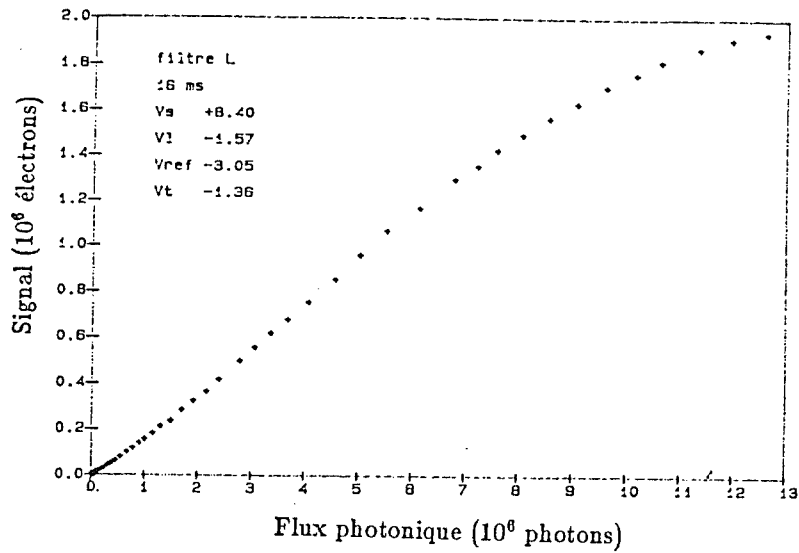


Fig. 8.5.a - Courbe de linéarité à  $3.85 \mu m$ .  
(tensions de polarisation L)

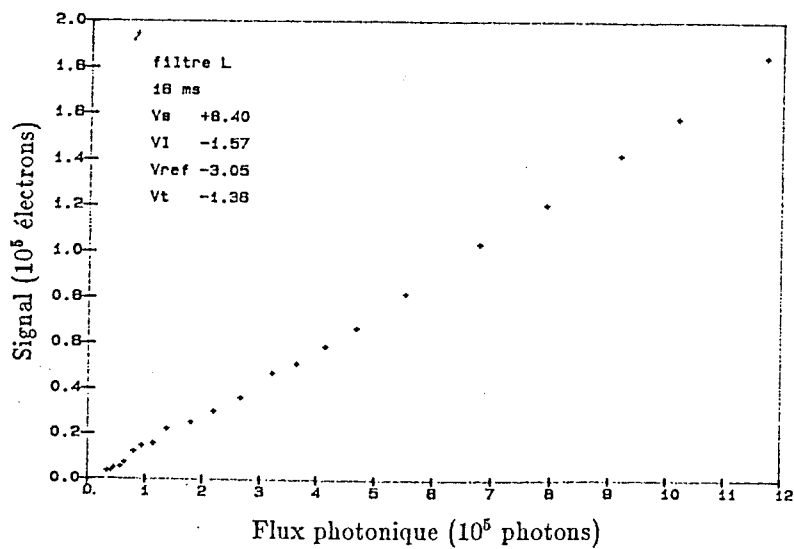


Fig. 8.5.b - Courbe de linéarité à  $3.85 \mu m$   
sous faible flux de photons sources. (tensions de polarisation L)

Les techniques métallurgiques actuelles ne peuvent empêcher la localisation de ces états d'interface lors du dépôt de l'oxyde sur le semiconducteur. Même pour le silicium qui possède un oxyde naturel et dont la métallurgie est parfaitement maîtrisée, la présence des états de surface pollue l'interface sur quelques mono-couches cristallines. Si les pas des réseaux cristallins de l'oxyde et du semiconducteur sont différents (cas pour *InSb* et  $SiO_2$ ), l'effet des états de surface s'accroît.

### VIII.2.3.1. Influence de l'émission source.

L'étude à fort flux ne présente aucun problème de linéarité au delà d'un certain seuil. Le détecteur est d'autant plus facile à utiliser lorsque le flux augmente. Les réglages permettent d'atteindre un niveau de saturation élevé, 4 à 5 millions de charges, avec un rendement qui atteint 30 %. Cependant, la présence d'un seuil ne correspond pas à nos objectifs. Le retour vers la linéarité s'obtient en intervenant sur les tensions de polarisation du détecteur. En contrepartie, le rendement ainsi que la charge maximale stockable diminuent.

### VIII.2.3.2. Effet de l'émission de photons ambiants.

Les filtres discrets astronomiques correspondent aux fenêtres de transmission de l'atmosphère terrestre. Le tableau 8.4 regroupe les valeurs du flux de photons émis par un corps à  $20^\circ C$ , qui sont transmis par les filtres discrets :

filtre	$\lambda \mu m$	photons $m^{-2} st^{-1} s^{-1}$
M	4.75 $\mu m$	1.5 $10^{19}$
L	3.85 $\mu m$	4.0 $10^{18}$
K	2.25 $\mu m$	2.3 $10^{15}$
H	1.65 $\mu m$	7.6 $10^{12}$
J	1.25 $\mu m$	5.4 $10^{09}$

Tableau 8.4 - Flux de photons transmis par les filtres discrets  
(corps noir à  $20^\circ C$ )

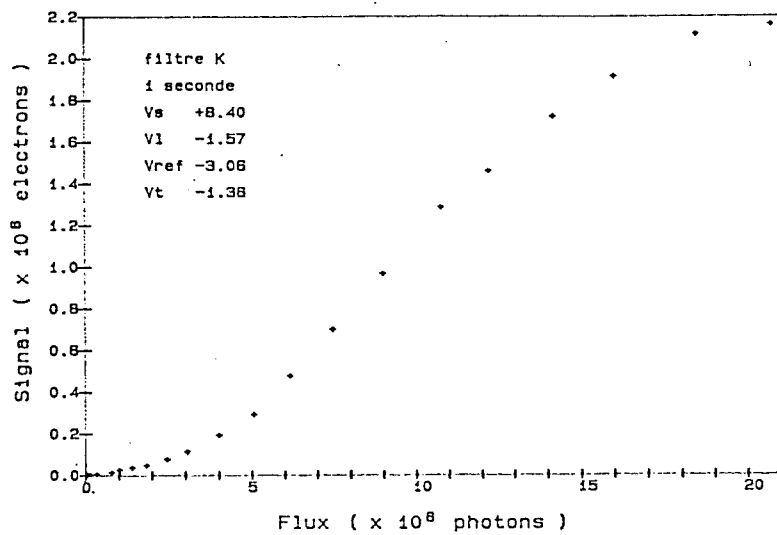


Fig. 8.6 - Courbe de linéarité à  $2.25 \mu m$ .  
(tensions de polarisation L)

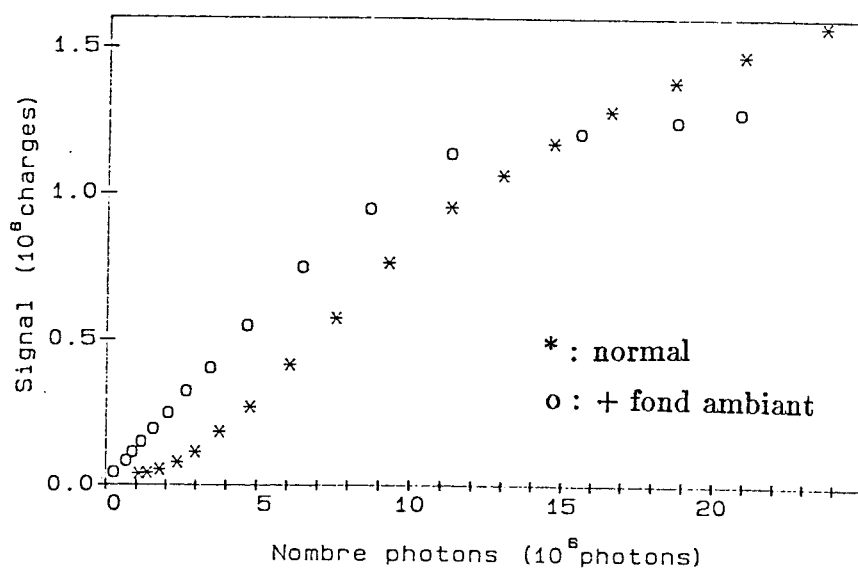


Fig. 8.7 - Effet du fond ambient sur la linéarité à  $2.25 \mu m$ .  
(tensions de polarisation L)

La zone d'inversion des puits de potentiel se remplit de photocharges sources, et de photocharges créées par le fond ambiant. Les flux indiqués par le tableau 8.4 ne correspondent pas au flux de photons émis par le fond ambiant (ce n'est pas un corps noir), mais ils donnent les écarts entre les différentes longueur d'onde. La figure 8.5-a met en évidence la linéarité de la réponse à  $3.85 \mu m$ , même à faible flux de photons sources (fig. 8.5-b). Pour les filtres discrets, l'effet de l'émission du fond ambiant intervient à partir du filtre L : les temps d'intégration en L et M sont limités à quelques dizaines de ms en laboratoire.

### VIII.2.3.3. Effet de l'absence des photons ambiants.

Pour les filtres J, H et K, l'émission ambiante devient négligeable. Les mesures effectuées en filtre K, avec les mêmes tensions que pour l'étude en filtre L, présente une sous linéarité à faible flux de photons (fig. 8.6). Ce problème peut se résoudre de deux manières différentes : soit par une simulation de l'émission ambiante, soit par l'accroissement de la charge non-recombinée lors du transfert.

- Un apport de photons extérieur à l'émission du corps noir permet de récupérer la linéarité pour les faibles flux de photons sources. Une ampoule sous alimentée sert de simulation. On peut flasher le détecteur au début de l'intégration ou maintenir un flux constant pendant la pose. La figure 8.7 présente le résultat obtenu avec le flux maintenu durant le temps d'intégration.

- Conservons encore le jeu de polarisation utilisé pour les mesures avec le filtre L, mais augmentons maintenant la valeur du temps d'intégration. Les figures 8.8 représentent les courbes de linéarité en filtre K pour différentes valeurs de  $T_i$ . Elles mettent en évidence le retour vers la droite de linéarité lorsque  $T_i$  augmente. Au début de l'intégration, les premières charges générées ne sont pas lues. Le véritable temps de pose est donc  $T_i - t$ . Ainsi, pour un flux de photons sources faible et pour  $T_i$  petit par rapport à  $t$ , le nombre de photocharges lues n'est pas linéaire. De même pour  $T_i$  grand, les premières charges sont perdues (captées par les états de surface), mais les photocharges suivantes sont comptabilisées : pour  $T_i \gg t$ , la proportion de charges perdues en début d'intégration devient négligeable. Pour récupérer entièrement la durée d'intégration  $T_i$ , il suffit de ne pas vider les pièges de leurs porteurs. Ceci peut se réaliser en réduisant l'écart de tension entre  $V_{ref}$  et  $V_t$ . Les courbes 8.9 représentent les profils des mesures. Il apparaît clairement que la linéarité est retrouvée, mais au détriment de la charge stockable. Le résultat d'ensemble est malgré tout satisfaisant puisque la réponse est linéaire quels que soient la longueur d'onde et le temps d'intégration.

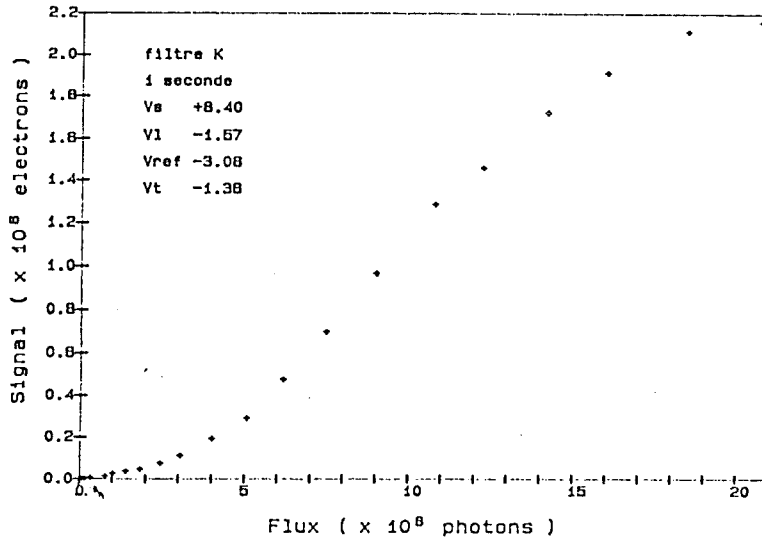


Fig. 8.8.a - Courbe de linéarité à  $2.25 \mu m$ ,  $T_i = 1$  seconde.  
(tensions de polarisation L)

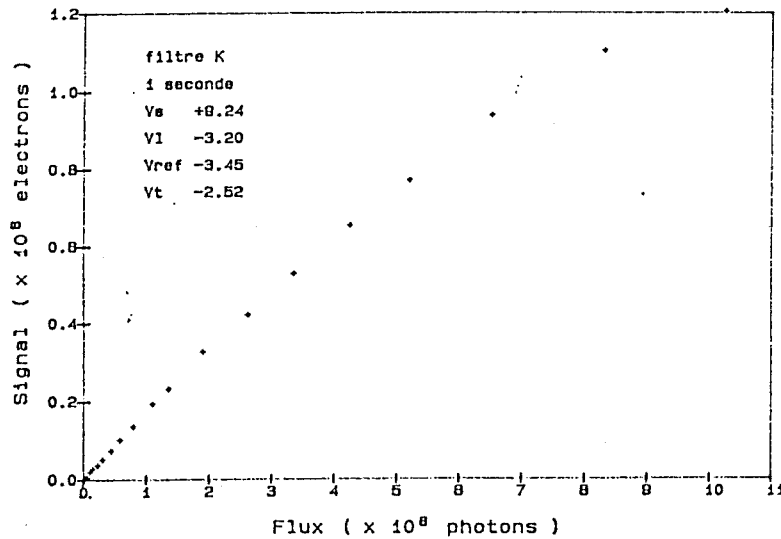


Fig. 8.9.a - Courbe de linéarité à  $2.25 \mu m$ ,  $T_i = 1$  seconde  
(tensions de polarisation K)



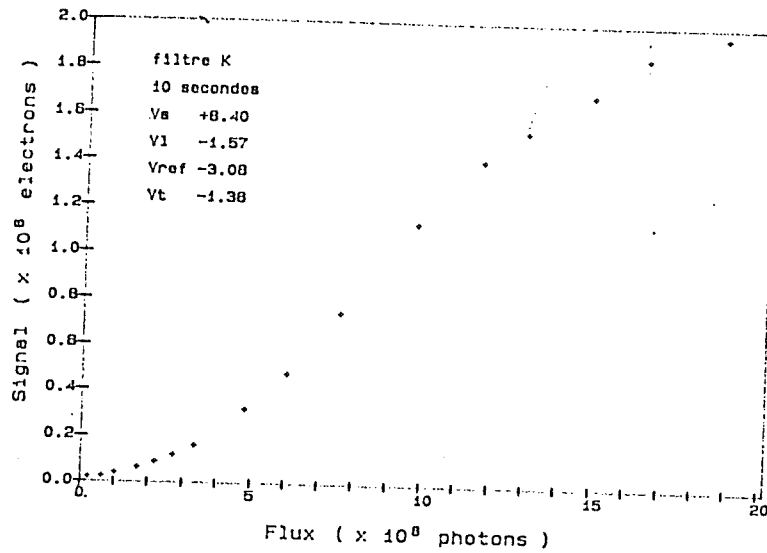


Fig. 8.8.b - Courbe de linéarité à  $2.25 \mu m$ ,  $T_i = 10$  secondes.  
(tensions de polarisation L)

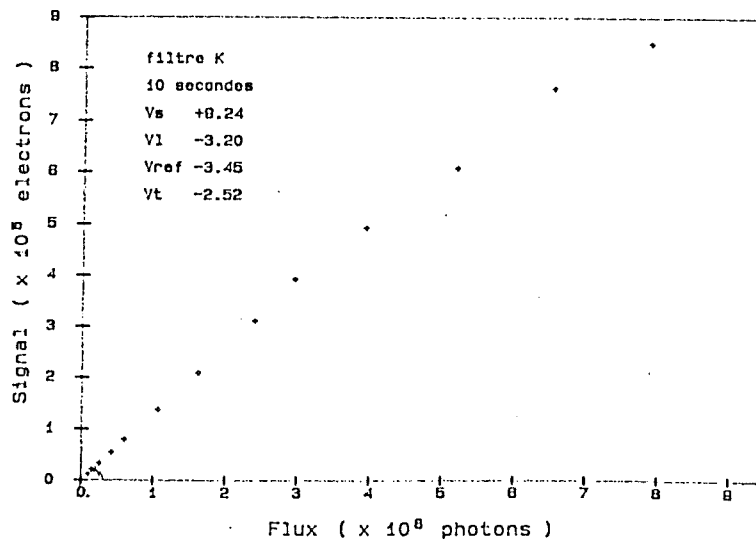


Fig. 8.9.b - Courbe de linéarité à  $2.25 \mu m$ ,  $T_i = 10$  secondes  
(tensions de polarisation K)

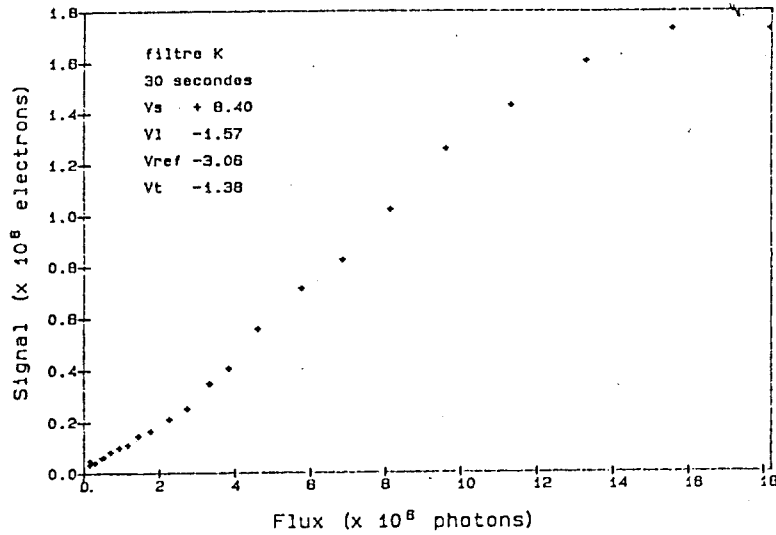


Fig. 8.8.c - Courbe de linéarité à 2.25 μm, T<sub>i</sub> = 30 secondes.  
(tensions de polarisation L)

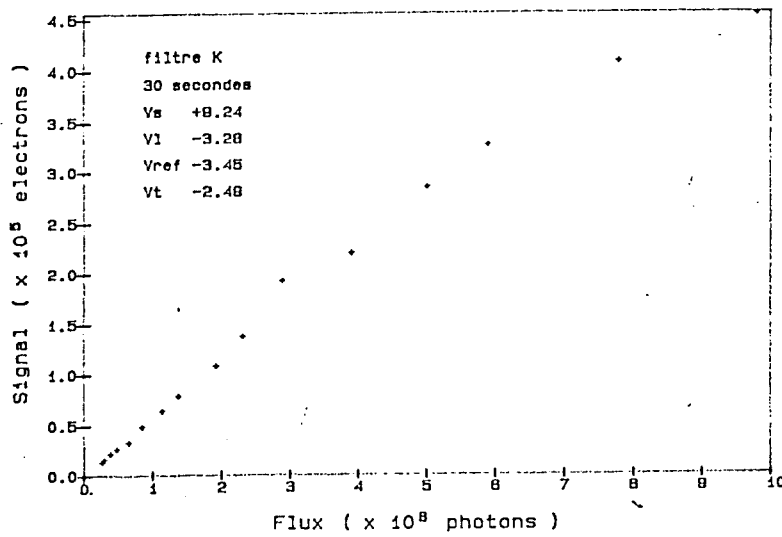


Fig. 8.9.c - Courbe de linéarité à 2.25 μm, T<sub>i</sub> = 30 secondes  
(tensions de polarisation K)

## VIII.2.3.4. En fonction du temps d'intégration.

Cette fois-ci, la température du corps noir reste constante, et la variable devient le temps d'intégration. Les mesures effectuées prouvent la réciprocité photons  $\longleftrightarrow$  temps d'intégration (fig. 8.10). Lorsque les tensions de polarisation sont optimisées pour la linéarité du détecteur, sa réponse dépend uniquement du nombre de photons reçus.

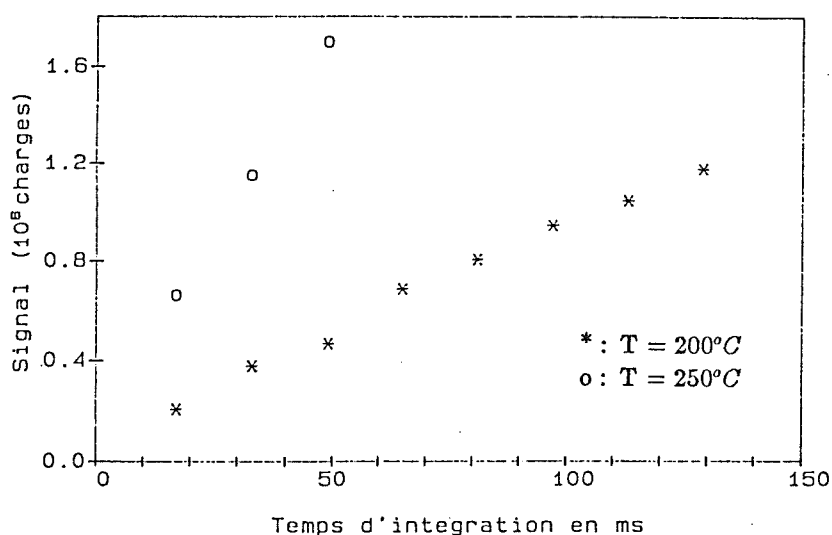


Fig. 8.10 - Courbes de linéarité à  $2.25 \mu m$ , en fonction du temps d'intégration, avec la température du corps noir comme paramètre.

## VIII.3. Rendement.

Le rendement quantique  $R$  se définit comme le rapport entre le nombre d'électrons acquis par le système de lecture à la sortie de la mosaïque et le nombre de photons qui activent la surface sensible du détecteur.

$$R(N_p, x, y) = \frac{dN_e}{dN_p}$$

Cette valeur dépend étroitement du nombre d'électrons que nous sommes capables "d'extraire" de la mosaïque. En effet, pour être comptabilisée, la photocharge doit être lue. Nous avons vu au chapitre 5, l'importance du mode de lecture (jeu de polarisation positif ou négatif) sur le comportement du signal de sortie.

La connaissance du rendement nécessite le calcul du nombre de photons émis et la mesure du nombre d'électrons détectés.

## VIII.3.1. Calcul du nombre de photons.

En premier lieu, la calibration du corps noir est indispensable pour s'assurer de la qualité de l'émission. Le banc de test est équipé d'un corps noir étalonné en température, de 0 à 600 °C, et en dimension de source depuis 100  $\mu m$  jusqu'à 6.4 mm. La figure 8.11 montre les courbes de transmission des filtres discrets, en fonction de la température du corps noir.

La transmission totale de l'ensemble optique est égale au produit des transmissions de chaque élément optique : objectif, fenêtre et lentilles.

Tous les filtres astronomiques OCLI sont livrés avec une courbe de transmission. La digitalisation de ces courbes permet de calculer le nombre de photons transmis. Ces filtres sont optimisés pour les bandes de transmission de l'atmosphère (cf. figure 6.12).

$$N_\lambda(T) = \frac{2c}{\lambda^4} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \Delta\lambda$$

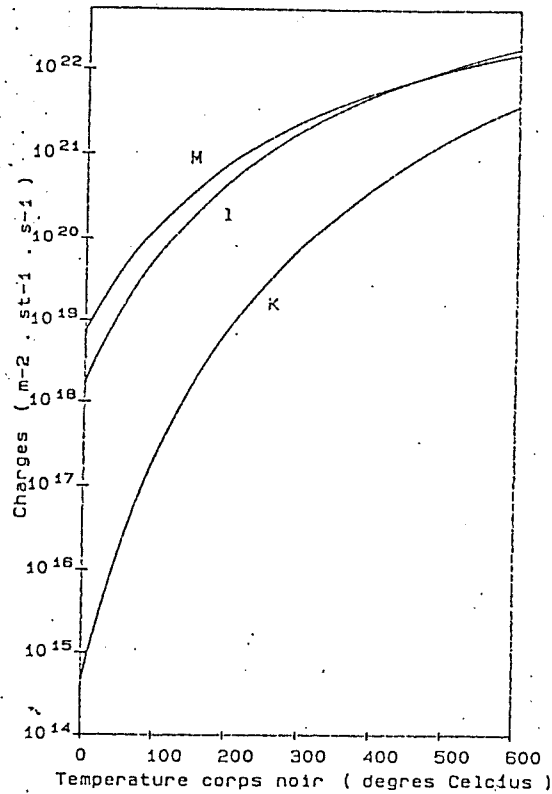
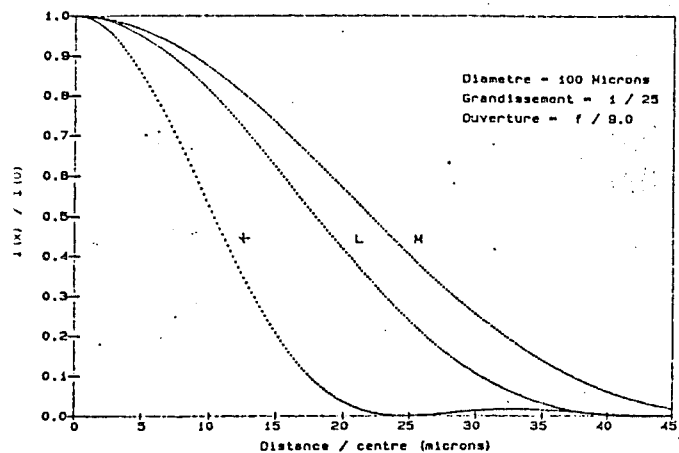


Fig. 8.11 - Courbes de transmission des filtres discrets  
 ( $\text{photons} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{st}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ )  
 en fonction de la température du corps noir.

Le point délicat est la définition de la zone sensible de la mosaïque. D'une part les pixels sont séparés par des chemins d'alimentation qui forment des zones aveugles, d'autre part la sensibilité spatiale du pixel élémentaire dépend du mode de lecture choisi. L'étude de cette fonction se fait par l'exploration du pixel élémentaire avec un point image de diamètre inférieur à la dimension d'une électrode métallique.

Pour évaluer le nombre de photons qui tombent réellement sur la surface sensible du détecteur il faut calculer la courbe de diffraction d'une onde plane par une ouverture circulaire (fig. 8.12). Puis, avec l'hypothèse de la superposition des centres, il faut convoluer cette courbe par la surface sensible de la cellule élémentaire (dimensions rectangulaires), voir le tableau 8.13. Le coefficient  $\beta$  représente alors la proportion de photons émis par le corps noir qui "tombent" sur un pixel.

Courbes de diffraction



Courbes de diffraction

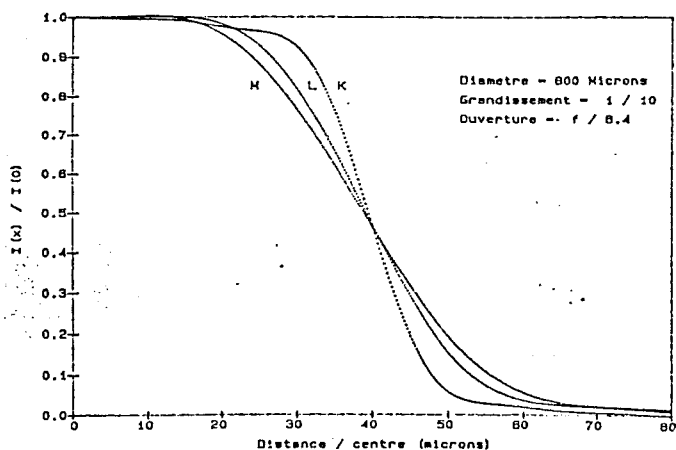
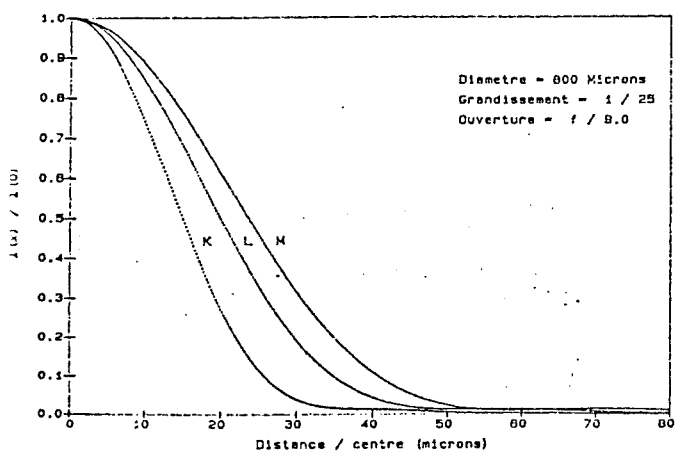
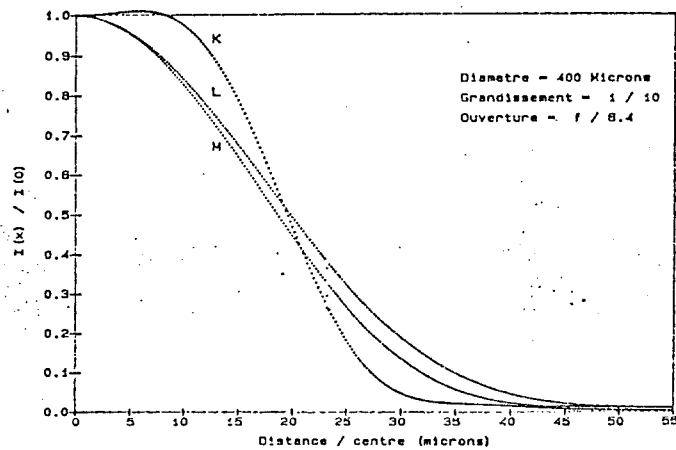
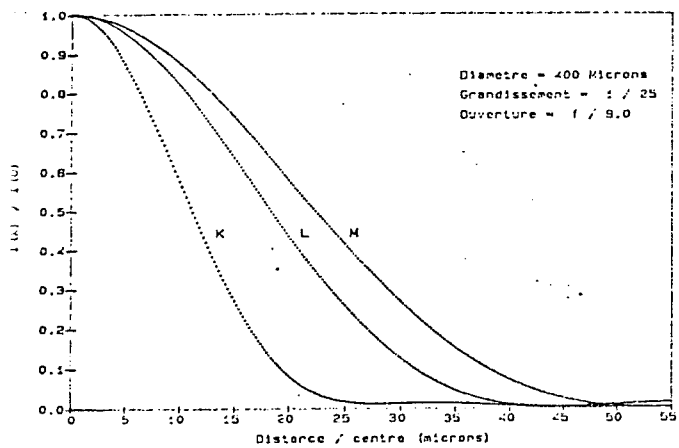
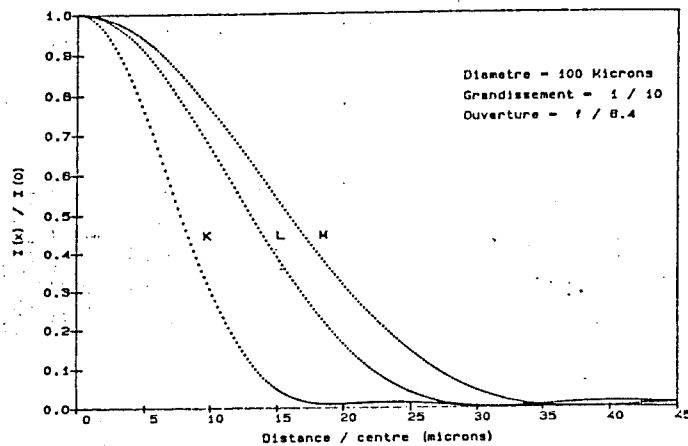


Fig. 8.12 - Exemples de diffraction par un diaphragme circulaire.  
 Résultats utilisés pour calculer le nombre de photons  
 qui tombent sur la surface sensible du détecteur.

ouverture	f/6.4			f/9		
grandissement	1/10			1/25		
filtres	K	L	M	K	L	M
$\phi$ 100 $\mu m$	0.96	0.96	0.96	0.95	0.95	0.88
$\phi$ 200 $\mu m$	0.96	0.95	0.95	0.94	0.94	0.87
$\phi$ 400 $\mu m$	0.95	0.90	0.86	0.93	0.92	0.85
$\phi$ 600 $\mu m$	0.87	0.78	0.73	0.92	0.87	0.82
$\phi$ 800 $\mu m$	0.65	0.59	0.57	0.90	0.82	0.76

Tableau 8.13 - Effet de la diffraction. Pourcentage de l'intensité reçue par la surface sensible du senseur élémentaire.  
(dimensions du point élémentaire : 60 x 60  $\mu m$ )

Si l'on considère que seul les photons qui traversent les deux électrodes du pixel génèrent des photocharges, alors le nombre de photons s'obtient par la relation :

$$N_{ph} = N_{\lambda} T_{\%} \omega T_i \beta S$$

$N_{ph}$  nombre de photons

$N_{\lambda}$  nombre de photons transmis, *photons*  $m^{-2} \cdot s^{-1} \cdot st^{-1}$

$T_{\%}$  transmission optique

$\omega$  angle solide, en stéradians

$T_i$  temps d'intégration, en secondes

$\beta S$  surface du diaphragme corps noir multipliée par le grandissement optique du banc, en  $m^2$ .

Les photons de référence, sont uniquement ceux qui proviennent de la source calibrée. Il faut donc acquérir deux images : l'une avec le corps noir en mode émission, l'autre avec uniquement le fond ambiant. Par cette méthode, on soustrait le rayonnement du fond ambiant et la charge d'obscurité.

## VIII.3.2. Calcul du nombre d'électrons.

L'électronique associée à la mosaïque CID (détecteur capacitif) délivre en sortie de chaîne une tension  $V(N_p, x, y)$ . Pour accéder au nombre d'électrons lus, il faut mesurer :  $G$ , le gain de la chaîne d'électronique et  $C_l$ , la capacité de la ligne de mesure dans laquelle les charges se répartissent. Cette capacité est la somme des  $n$  capacités lignes en parallèle, de la capacité d'entrée du préamplificateur et de la capacité parasite (cf. paragraphe V.1.2). La connaissance de ces différents paramètres conduit à la valeur de  $N_e$  :

$$N_e = \frac{C_l V}{q G}$$

## VIII.3.3. Mesures du rendement.

Le rendement intrinsèque représente la valeur brute du rendement :

$$R = \frac{N_{\text{électrons}}}{N_{\text{photons}}}$$

Les rendements moyens mesurés sur toutes nos matrices InSb-CID (mosaïques 8 x 8 ou mosaïques 32 x 32) sont tous du même ordre de grandeur pour une longueur d'onde donnée. Le tableau 8.14 résume les valeurs moyennes obtenues :

filtre	rendement
K	08 %
L	20 %
M	20 %

Tableau 8.14 - Rendements de la matrice CID-SAT à 4.2 K.

Ces rendements ont été obtenus pour les tensions de polarisations qui optimisent à la fois la linéarité de la réponse photonique et l'homogénéité des 1024 pixels. D'autre part, le rendement dépend aussi du nombre d'électrons lus. Or nous ne lisons qu'une fraction des photocharges générées dans les puits de potentiel : celles stockées sous l'électrode ligne, soit la moitié de la charge du pixel.



Le rendement limite envisageable pour les matrices CID-SAT est de  $\simeq 40\%$  (cf paragraphe III.1.6). Des rendements de l'ordre de  $30\%$  sont accessibles, mais ils font apparaître une sous linéarité très prononcée pour les faibles flux de photons. Entre les deux jeux de polarisations, le nombre de photocharges générées n'a pas augmenté, les tensions de polarisations cible favorisent la lecture des charges.

Le rendement de maille est le rendement ramené à la surface de la cellule élémentaire. Contrairement à ce que l'on pourrait attendre, le rendement de maille en lecture positive n'est pas le double de celui obtenu en mode négatif (coefficient de remplissage est fonction du mode de lecture, cf paragraphe V.4.1). En effet, si les premières photocharges sont stockées sous l'électrode colonne (mode positif), les deux puits de potentiel s'équilibrent par la suite : les charges se répartissent alors sous les deux électrodes. Si  $f$  représente la fraction de la charge lue, alors  $f$  est compris entre 0.5 et 1. Comme une nouvelle fois, la priorité est donnée à la recherche de la linéarité, la valeur du gain de la lecture positive n'a pas de signification précise.

Le mono-détecteur serait parfaitement qualifié par les définitions précédentes. Le détecteur multidimensionnel CID  $32 \times 32$  points élémentaires, doit posséder les mêmes performances que le mono-détecteur CID, mais pour les 1024 cellules. Ainsi les histogrammes de rendement, de bruit et de charges d'obscurité déterminent la qualité spatiale de la matrice. Par conséquent, le facteur d'inhomogénéité déterminera les modes de fonctionnement du multidétecteur.

Le premier problème à résoudre, fut la réalisation de la source. Pour que les mesures soient fiables, il faut s'assurer de la qualité du champ plat utilisé. Ne disposant pas de source étendue calibrée, les mesures ont été effectuées en intercalant un objet peu diffusant dans le faisceau optique (au niveau de la fenêtre d'entrée). Il faut éviter les objets réfléchissant qui réimage le fond froid ( $4.2\text{ K}$ ) sur le détecteur.

comparaison de 2 images	valeur moyenne	dipersion à $1\sigma$
image(96 ms) - image(16 ms)	130000 $e^-$	13000 $e^-$ 10 %
image(01 sec) - image(96 ms)	700000 $e^-$	40000 $e^-$ 06 %
image(10 sec) - image(01 sec)	740000 $e^-$	63000 $e^-$ 08 %

Tableau 8.15 - Homogénéité des rendements de la matrice INSU  $32 \times 32$

L'homogénéité des rendements à  $1\sigma$ , reste du même ordre de grandeur (10 %) entre 16 ms et 10 secondes de temps d'intégration. Pour préciser ce résultat, il

faudrait pouvoir disposer d'une source étendue calibrée.

La difficulté rencontrée dans notre recherche de source uniforme, nous a obligés à développer une sphère intégratrice. Eclairée par une source non uniforme, la sphère présente à sa sortie, un champ uniforme de petites dimensions (carré de 1 mm de côté). Ce résultat provient des multiples réflexions dans la sphère. Les études de réflexion pour  $1 \mu m < \lambda < 5 \mu m$  se poursuivent en fonction des états de surface et du revêtement des matériaux.

#### VIII.4. Temps d'observation limité le fond ambiant.

Le détecteur est le siège de différentes sources de charges, mais seules les photocharges intéressent les utilisateurs. En l'absence de rayonnement incident, la charge d'obscurité remplit néanmoins les puits de potentiel. La génération des charges d'obscurité décrite par la fonction  $C_o(T_i, x, y)$  limite le temps d'observation. Soit l'élément senseur  $C_{ij}$  dont la charge d'obscurité s'établit le plus rapidement. Sous flux de photon nul, le temps d'intégration maximal sera déterminé par la cellule  $C_{ij}$ .

$$C_o(T_i, x, y) = N_{sat}(C_{ij}, x, y)$$

Pour les observations au sol, le temps d'observation va dépendre de la scène observée, du filtre optique utilisé et de l'émissivité du ciel. Le tableau 8.16 donne les valeurs maximales du temps de pose, obtenues en laboratoire :

filtre	$\lambda (\mu m)$	$\Delta\lambda (\mu m)$	$T_i(max)$ en laboratoire
M	4.85	0.43	0.016 seconde
L	3.75	0.61	0.048 seconde
K	2.25	0.36	50.000 secondes

Tableau 8.16 - Temps d'intégration maximum en laboratoire.  
Caméra CID-SAT 32 x 32.

Le rapport des valeurs de photons ambiants (tableau 8.4) entre  $2.2 \mu m$  et  $3.85 \mu m$  est  $\simeq 1700$ . Celui des temps d'intégration maximum, déterminé par le niveau de saturation est de 1000. Ceci confirme l'effet des photons ambiants sur le niveau de remplissage des puits de potentiel à l'instant t.

## VIII.5. Réponse spectrale.

La largeur de la bande interdite du semi-conducteur détermine la longueur d'onde de coupure du détecteur par la relation :

$$\lambda_{\text{coupure}} = \frac{h c}{E_g} = \frac{1.24}{E_g}$$

Avec  $E_g$  en eV, l'unité de  $\lambda_{\text{coupure}}$  est le micron.

La figure 8.17 représente la mesure de la longueur d'onde de coupure de la matrice InSb-CID, à la température de l'hélium liquide.

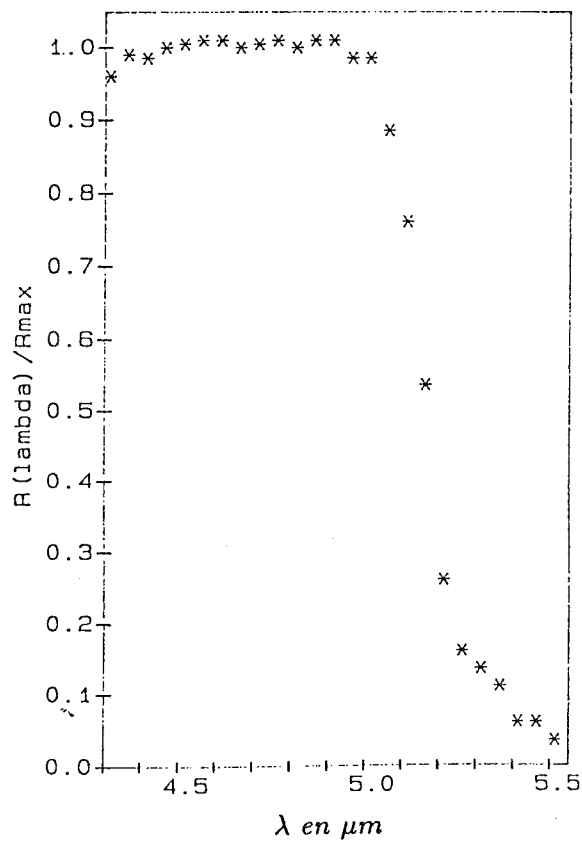


Fig. 8.17 - Réponse spectrale de la matrice InSb CID-SAT à 4.2 K  
 $\lambda_{\text{coupure}} \text{ théorique (4.2 K) } = 5.25 \mu\text{m}$

En dessous de la longueur d'onde limite  $\lambda_{coupure}$ , la linéarité dépend aussi de la longueur d'onde observée : le parcours moyen du photon dans le substrat InSb dépend de son énergie (fig. 8.1) : le photon d'énergie 0.62 eV ( $2 \mu m$ ) est pratiquement absorbé après un parcours de  $3 \mu m$  dans le substrat, tandis que le photon d'énergie 0.25 eV ( $5 \mu m$ ) peut franchir une distance de  $10 \mu m$  depuis l'interface  $SiO_2 - InSb$ , avec une probabilité de 3 %.

#### VIII.6. Conclusion.

Le choix des tensions de polarisation de la matrice est déterminé par les buts que nous voulons atteindre et leurs priorités : homogénéité, linéarité, bruit, rendement, niveau de saturation. Ainsi, pour assurer la linéarité de la réponse photonique. le rendement maximum de la matrice InSb CID-SAT, portée à la température de l'hélium liquide est limité à 20 %. Le niveau d'émission du fond ambiant détermine le jeu de polarisations requis pour conserver la linéarité même pour les faibles flux de photons. Finalement la cible InSb-CID se caractérise par la fonction suivante :

$$f(N_p, \lambda, \text{polarisations}, x, y)$$

# Chapitre IX

## Etude du bruit

1 - Sources physiques du bruit.

1.1 - Bruit de la charge d'obscurité.

1.2 - Bruit photonique du fond ambiant.

1.3 - Bruit de transfert dû aux états de surface rapides.

1.4 - Bruit provoqué par les états de surface lents.

1.5 - Autres sources de bruit dans le détecteur.

2 - Sources de bruit de l'électronique.

3 - Mesures de bruit.

3.1 - Valeurs envisageables.

3.2 - Premiers résultats.

3.3 - Traitement du bruit corrélé.

3.4 - Mesures du bruit de l'électronique.

3.5 - Bruit de la caméra CIRCUS.

4 - Conclusion.

## Etude du bruit.

Après la sensibilité, le bruit est le second facteur qui limite les performances d'un système de détection. Le bruit de la caméra CID peut être séparé en trois termes : celui lié à l'intégration des charges, celui associé au transfert des porteurs libres et enfin le bruit de lecture. Toutes les sources de bruit sont examinées, puis le résultat expérimental est comparé aux estimations théoriques. Le dernier paragraphe dissèque le 4<sup>ème</sup> terme de bruit qui s'est révélé pendant les mesures de bruit : le bruit de corrélation entre les lignes.

### IX.1. Sources physiques du bruit.

#### IX.1.1. Bruit de la charge d'obscurité.

A la température de l'hélium liquide, la génération thermique est nulle. Cependant le courant tunnel alimente la charge d'obscurité. La fluctuation aléatoire de la charge d'obscurité  $N_{obs}$  provoque un bruit dont on peut considérer qu'il est proportionnel à la racine carrée de ce nombre.

#### IX.1.2. Bruit photonique du fond ambiant.

L'émission ambiante provoque un bruit dont la valeur est la racine carrée du nombre de photons.

$$\langle N_{ph} \rangle = \sqrt{N_{ph} \eta \omega S T_i \langle R \rangle}$$

$N_{ph}$  : nombre de photons émis par le fond ambiant, en photons  $cm^{-2}.s^{-1}.st^{-1}$

$\eta$  : émissivité du fond ambiant

$\omega$  : l'angle solide sous lequel la matrice voit le fond ambiant

S : la surface sensible du pixel élémentaire

$T_i$  : le temps d'intégration

$\langle R \rangle$  : le rendement quantique moyen.

Filtre ( $\mu m$ )	$T_i$ (secondes)	émissivité		
		1.0	0.5	0.1
4.75	0.016	1270	900	400
3.85	0.032	930	660	300
2.25	30.000	420	310	135

Tableau 9.1 - Tableau de bruit engendré par le fond ambiant.

Température du fond =  $20^\circ C$

ouverture =  $f/9$

$S = 3.5 \cdot 10^{-9} m^2$

$\langle R \rangle = 20 \%$  en L et M,  $8 \%$  en K

Ainsi pour les expérimentations sol, si l'on suppose une émissivité du ciel de l'ordre de 0.5, les observations au delà de  $3.5 \mu m$  seront sensibles au bruit de photons ambiants même avec un bruit de lecture de  $1800 e^- RMS$  :

Bruit ( $e^- RMS$ )	Filtre ( $\mu m$ )	$T_i$ (secondes)
$\sqrt{1800^2 + 900^2} = 2010$	4.75	0.016
$\sqrt{1800^2 + 660^2} = 1920$	3.85	0.032
$\sqrt{1800^2 + 310^2} = 1820$	2.25	30.000

Tableau 9.2.a - Effet du bruit de fond pour un bruit de lecture de  $1800 e^- RMS$ .

Si le bruit de lecture peut être ramené à  $600 e^- RMS$  grâce aux circuits hybrides de lecture à  $4.2 K$ , alors le bruit de photons prédominera encore plus nettement pour les grandes longueurs d'onde, dans le cas des observations au sol :

Bruit ( $e^- RMS$ )	Filtre ( $\mu m$ )	$T_i$ (secondes)
$\sqrt{600^2 + 900^2} = 1080$	4.75	0.016
$\sqrt{600^2 + 660^2} = 820$	3.85	0.032
$\sqrt{600^2 + 310^2} = 675$	2.25	30.000

Tableau 9.2.b - Effet du bruit de fond pour un bruit de lecture de  $600 e^- RMS$ .

## IX.1.3. Bruit de transfert dû aux états de surface rapides.

Les états de surface rapides piègent et relâchent les porteurs pendant les variations du potentiel de surface sous l'effet du transfert. La qualité de l'interface isolant-semiconducteur (transfert en surface), détermine la qualité du transfert des charges entre les deux puits de potentiel. La fluctuation de la perte de charge crée un bruit de la forme <sup>(38)</sup> :

$$\langle N_t \rangle = \sqrt{2 \varepsilon N_c N_t}$$

$\varepsilon$  représente l'inefficacité du transfert,  $N_t$  le nombre de transferts et  $N_c$  le nombre de charges à transférer.

Avec le mode de lecture parallèle, la lecture CID requiert deux transferts par pixel : un transfert "plein" + un transfert "vide". Le bruit de transfert CID (lecture in-situ) devrait être plus faible que pour les systèmes de lecture CCD où  $2 \leq N_t \leq N + M$  (pour une matrice  $N \times M$ ), suivant la position du point élémentaire. Cependant l'inefficacité de transfert des matrices CCD silicium est plus faible que celle de notre matrice CID à substrat InSb. Finalement le bruit de transfert d'une matrice CID sur substrat InSb est plus élevé que le bruit de transfert de la matrice de lecture CCD sur substrat silicium qui peut atteindre quelques électrons de bruit.

Le tableau 9.3 représente le bruit de transfert de la charge de saturation d'une cellule CID,  $N_{sat} = 3 \cdot 10^6 \text{ charges pixel}^{-1}$ . L'influence de ce bruit sur la lecture d'un point élémentaire est comprise entre les valeurs des deux colonnes de ce tableau : le premier transfert avec la charge de saturation  $Q_{sat}$ , puis le second avec la charge non recombinée  $Q_B < Q_{sat}$ .

inefficacité	Bruit(2 transferts)	Bruit (1 transfert)
0.1 %	110 $e^- RMS$	80 $e^- RMS$
0.5 %	240 $e^- RMS$	170 $e^- RMS$
1.0 %	345 $e^- RMS$	255 $e^- RMS$

Tableau 9.3 - Calcul du bruit de transfert dans la matrice CID-SAT.

L'inefficacité de transfert perturbe la lecture des photocharges générées, cette fluctuation est responsable du bruit de transfert. La figure 9.4 représente la densité des états de surface dans la bande interdite pour une structure InSb MIS-SAT <sup>(20)</sup>.



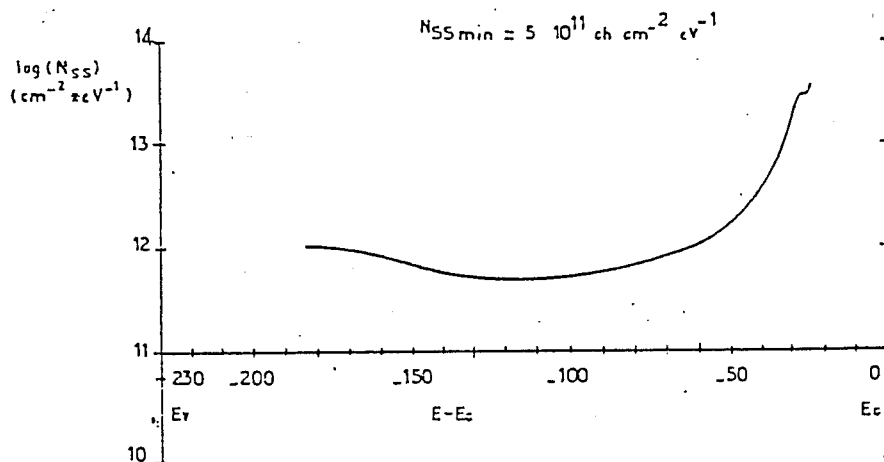


Fig. 9.4 - Densité de surface dans une structure InSb CID-SAT <sup>(5)</sup>.

#### IX.1.4. Bruit provoqué par les états de surface lents.

L'isolant et le semiconducteur échangent des porteurs. Ce phénomène d'hystérésis génère du bruit en modifiant la valeur de la charge d'inversion. Pendant la période d'intégration du détecteur, les porteurs minoritaires (trous pour la matrice InSb CID-SAT) s'accumulent à l'interface isolant-semiconducteur. Les pièges de l'isolant se remplissent par effet tunnel avec une constante de temps proportionnelle à la distance interface-piège <sup>(40)</sup>. Au début de l'intégration suivante (après la lecture), la zone d'inversion est pratiquement "vide" de porteurs. Les charges libérées par l'oxyde alimentent alors cette zone, si la génération de photocharges (source ou fond ambiant) est faible. La charge qui alimente la zone d'inversion comprend la charge d'obscurité  $Q_{obs}$  et les photocharges  $Q_{photons}$ . Les pièges de l'isolant en captent une partie <sup>(20)</sup> :  $Q_{inv} = Q_{obs} + Q_{photons} - Q_{ox}$

$$Q_{ox} = Q_{inv}^{4/5} \beta q N_{ox} \text{Ln}\left(1 + \frac{t}{\tau}\right)$$

$t$  : la durée moyenne de la capture d'un porteur

$\beta$  et  $\tau$  : constantes relatives à l'effet tunnel

$N_{ox}$  : la densité de porteurs captés par les pièges de l'oxyde.

Le bruit provoqué par cet échange de porteurs s'exprime par

$$\langle N_h \rangle = \sqrt{\alpha \beta N_{oz} Q_{inv}^{4/5} \text{Log}\left(\frac{t}{\tau}\right)}$$

Le facteur  $\alpha$  traduit la présence de charges dans la zone d'inversion au début d'une nouvelle intégration : pendant la lecture du pixel, toutes les charges ne sont pas recombinées. Ne connaissant pas tous les paramètres, je ne peux pas fournir de valeur typique de ce bruit.

#### IX.1.5. Autres sources de bruit dans le détecteur.

Les courants de fuite de l'oxyde provoquent parfois du bruit supplémentaire, généralement très faible et dont l'influence est négligeable <sup>(20)</sup>. Les points élémentaires dont la charge d'obscurité est très importante (défauts technologiques locaux) peuvent provoquer un bruit de lecture sur les cellules de la ligne. En effet si la charge d'obscurité sature le pixel  $X_i Y_j$ , alors la lecture des pixels  $X_i Y_k$  ( $k > j$ ) sera perturbée : après la lecture du puits saturé  $X_i Y_j$ , les charges relâchées (par les états d'interface) dans le puits de potentiel "vide", du pixel  $X_i Y_j$  seront comptabilisées comme de vraies charges mais attribuées aux cellules  $X_i Y_{j+1}$ ,  $X_i Y_{j+2}$  et  $X_i Y_{j+3}$ .

La fluctuation propre du détecteur génère des variations temporelles. La variation spatiale due aux différences de valeur de la charge d'obscurité entre toutes les cellules élémentaires se nomme le bruit spatial fixe. Eclairés par un champ plat (température et émissivité uniformes et constantes dans le temps) les 32 x 32 points élémentaires délivrent au pire 1024 réponses différentes. Ce bruit spatial fixe provient de l'inhomogénéité technologique de la matrice. Chaque point senseur nécessiterait un jeu de polarisations personnel. Les cellules de la mosaïque ne peuvent être toutes optimisées : toutes les cellules élémentaires sont reliées au même jeu de polarisations (cf. paragraphe V.3). Le choix de ces tensions est alors déterminé par les histogrammes de bruit, de rendement et de charge d'obscurité (cf. paragraphes IX.5, X.1 et VII.4).

Ce bruit spatial peut être minimisé par la soustraction au signal vidéo d'une image mémorisée, obtenue à partir d'un champ plat <sup>(41)</sup>

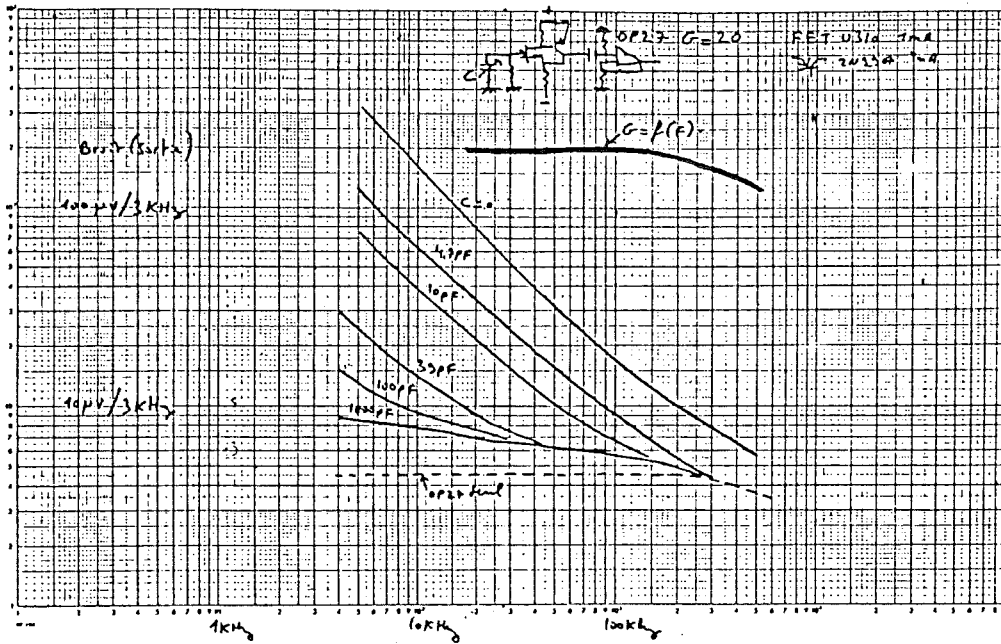


Fig. 9.5.a - Courbe réponse du JFET U310 en fonction de la fréquence.

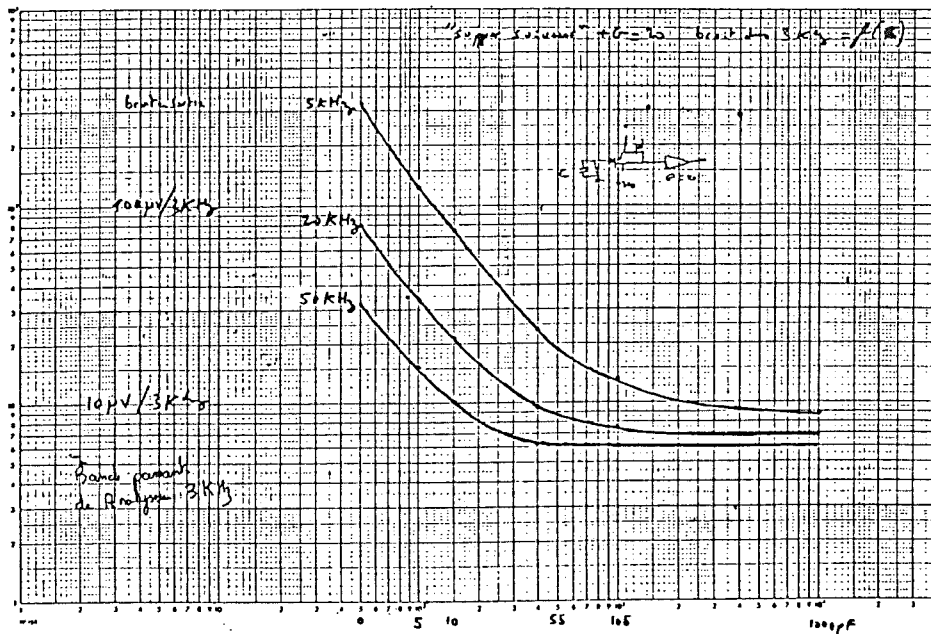


Fig. 9.5.b - Courbe réponse du JFET U310 en fonction de la capacité.

## IX.2. Sources de bruit de l'électronique.

L'électronique de la mosaïque gère les stimulis du détecteur et traite les signaux de sortie ligne. Le bruit propre de l'électronique peut s'évaluer en nombre de charges de bruit ramenées à l'entrée du préamplificateur :

$$B_{el} = \overline{N_e} = \frac{BC}{q} \sqrt{\Delta f}$$

B : le bruit de l'amplificateur en  $V Hz^{-1/2}$

C : la capacité de lecture

$\Delta f$  : la bande passante du système.

Un JFET possède plusieurs sources de bruit. Elles incluent le bruit thermique qui provient de la résistance du canal, le bruit du courant de fuite dans la grille, celui de génération-recombinaison des paires électrons trous, le bruit de perte diélectrique du FET de tête et les autres bruits <sup>(35)</sup> (cf annexe D).

Notre choix s'est porté sur le JFET U310. L'étude de ce composant en fonction de la capacité d'entrée met en évidence le point de fonctionnement optimal de ce JFET en vue de notre application (fig 9.5). Le test a été effectué dans la configuration d'utilisation (JFET + super suiveur de gain 20) avec un analyseur de spectre dont la bande passante est de 3 KHz. La capacité ligne de 50 picofarads vue à l'entrée du préamplificateur situe notre point de fonctionnement vers 50 Kcycles avec un bruit de l'ordre de  $6 nV Hz^{-1/2}$ .

Le préamplificateur U310 présente un bruit en  $1/f^\alpha$  pour les basses fréquences ( $0.8 < \alpha < 1.2$ ) et un bruit blanc pour les hautes fréquences. L'optimisation en bruit du préamplificateur impose la fréquence de travail au niveau du coude (cf paragraphe VII.3.2).

Pour une largeur de bande passante de 70 KHz, un bruit d'amplification de  $6 nV.Hz^{-1/2}$  et une capacité de 50 pF, le bruit de l'électronique vaudrait  $500 e^- RMS$ .

Le système de double échantillonnage minimise les bruits corrélés basses fréquences, si l'écart entre les deux prises d'échantillons est petit devant la période du bruit <sup>(42)</sup>.

Nous pouvons noter au passage que le choix de la lecture multiplexée, nous aurait conduit à augmenter la bande passante utile ce qui aurait rajouté du bruit sur la lecture.

### IX.3. Mesures de bruit.

Le bruit RMS se définit comme l'écart quadratique moyen du signal  $S(t)$  d'un pixel autour de sa valeur moyenne  $S_m$ . Si  $N$  représente le nombre de mesures, le bruit s'exprime par l'expression suivante :

$$B(x, y) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [S_i^2(x, y, t) - \overline{S_m^2(x, y)}]}$$

Dans la pratique, on estime  $S_m(x, y)$  en moyennant un grand nombre d'échantillons du signal  $S(t)$  entre les instants  $t_1$  et  $t_2$ . Le bruit est alors estimé comme la dispersion de ces échantillons. La valeur du bruit calculé est alors obtenue en nombre de pas codeurs. La connaissance des paramètres électroniques (capacité, ligne, gain et convertisseur) définit le bruit ramené en électrons RMS à l'entrée du détecteur. (cf. paragraphe VIII.4.2).

La qualité d'un multidétecteur est déterminé par l'histogramme du bruit spatial des cellules élémentaires de la matrice.

#### IX.3.1. Valeurs envisageables.

La plupart des sources de bruit du détecteur sont proportionnelles à la racine carrée de la charge stockée dans la zone d'inversion. Finalement, on peut mettre le bruit total sous la forme

$$\langle B \rangle = \sqrt{(\alpha N_{inv})^2 + (\text{Bruit de lecture})^2}$$

avec  $\alpha$  voisin de 1.4 dans le cadre des valeurs exprimées précédemment.

La thermodynamique définit la valeur minimale de bruit d'un système capacitif :

$$B_{min} = \sqrt{\frac{KTC}{q}}$$

La capacité théorique de la ligne MIS sur la puce égale 16 pF (32 capacités MIS en parallèle, soit 32 x 0.5 pF). Cependant la mesure de la capacité totale vue à l'entrée du préamplificateur donne C = 50 pF (la liaison kapton rajoute des capacités parasites). Ainsi la limite inférieure que nous pourrions espérer si la capacité totale de 50 pF était refroidie à la température de l'hélium liquide, serait de :

$$B_{min} = 350 e^{-RMS}$$

Cependant, dans le montage actuel de la caméra INSU, la capacité de lecture se répartit comme suit :

à 4.2 K la capacité ligne du détecteur (16 pF)  
+ la capacité parasite froide

à 300 K la capacité d'entrée du JFET (5 pF)  
+ la capacité parasite chaude

Si l'on suppose que la capacité totale se répartit pour moitié à 4.2 K et à 300 K, le bruit serait de :

$$B_{min} = 2000 e^{-RMS}$$

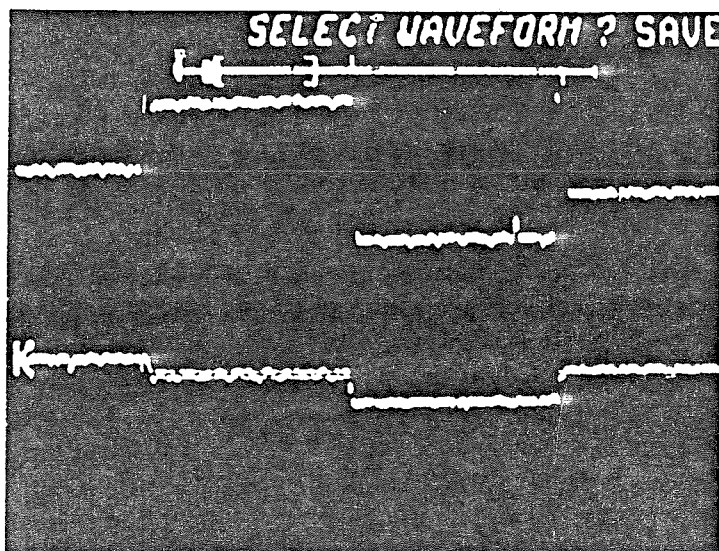


Fig. 9.7.a - Sortie multiplexée de la ligne 14.  
Bruit crête-crête.

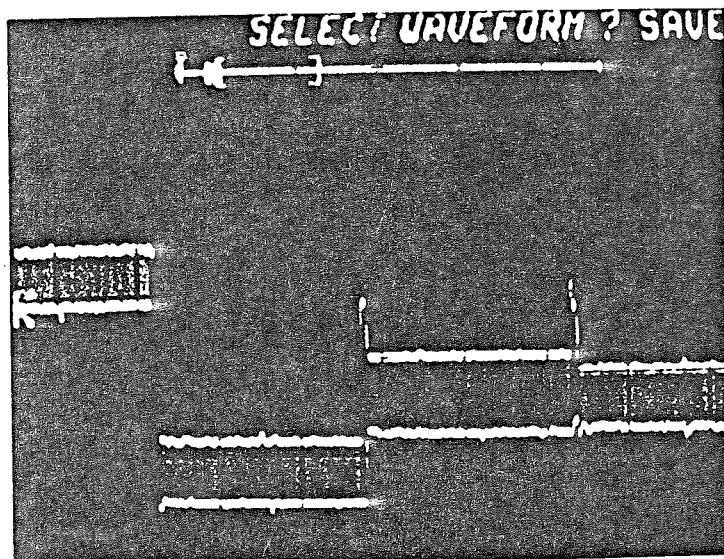


Fig. 9.7.b - Sortie multiplexée de (ligne 14 - ligne 15).  
Bruit crête-crête divisé par trois (retrait du bruit corrélé).

## IX.3.2. Premiers résultats.

Les premières mesures de bruit sur la matrice CID-SAT 32 x 32 se stabilisaient systématiquement vers  $6000 e^-RMS$ . L'étude du signal vidéo à l'oscilloscope révéla alors la présence d'un bruit colonne anormal, lié au mode de lecture parallèle (lecture par colonne entière, cf paragraphe V.3). Le signal vidéo représente successivement les 32 informations de la première colonne puis celles de la seconde colonne et ainsi de suite jusqu'à la 32<sup>ème</sup> colonne. Le signal vidéo contient une corrélation systématique entre tous les pixels d'une même colonne : un bruit temporel se superpose au bruit propre de chaque élément ligne. Ce bruit extérieur étant largement supérieur au bruit de la cellule élémentaire, les 32 pixels de la colonne  $Y(t)$  oscillent avec la même amplitude. Ainsi le signal vidéo brut est comparable à 32 informations indépendantes, chaque information étant la représentation des 32 lignes d'une colonne (fig 9.6).

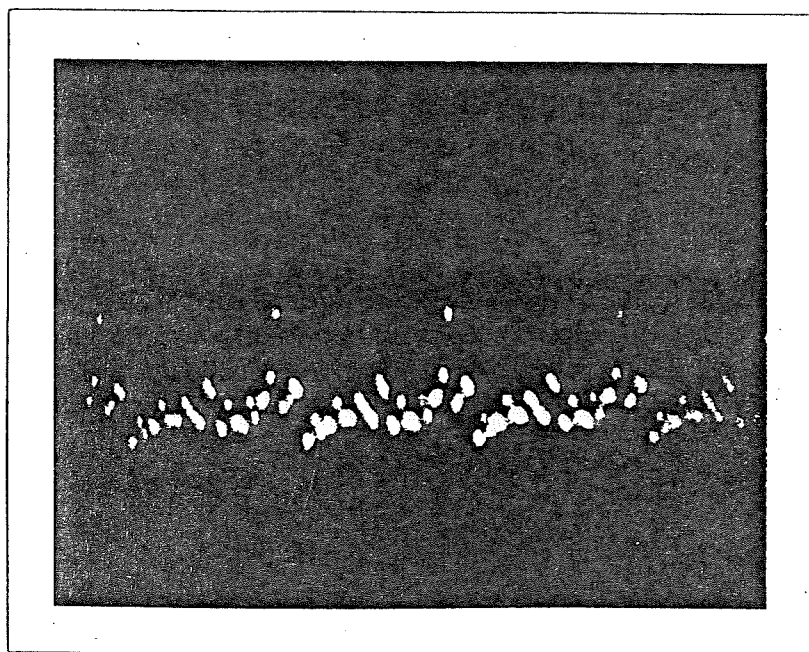


Fig. 9.6 - Signal vidéo où apparaît la corrélation temporelle colonne.

Cette observation fut confirmée par le signal multiplexé ligne : la soustraction (toujours à l'oscilloscope) du pixel  $X_i Y_j(t)$  au pixel  $X_{i+1} Y_j(t)$  se traduit par un gain de 3 à 4 sur la valeur du bruit crête-crête (fig. 9.7 a-b).



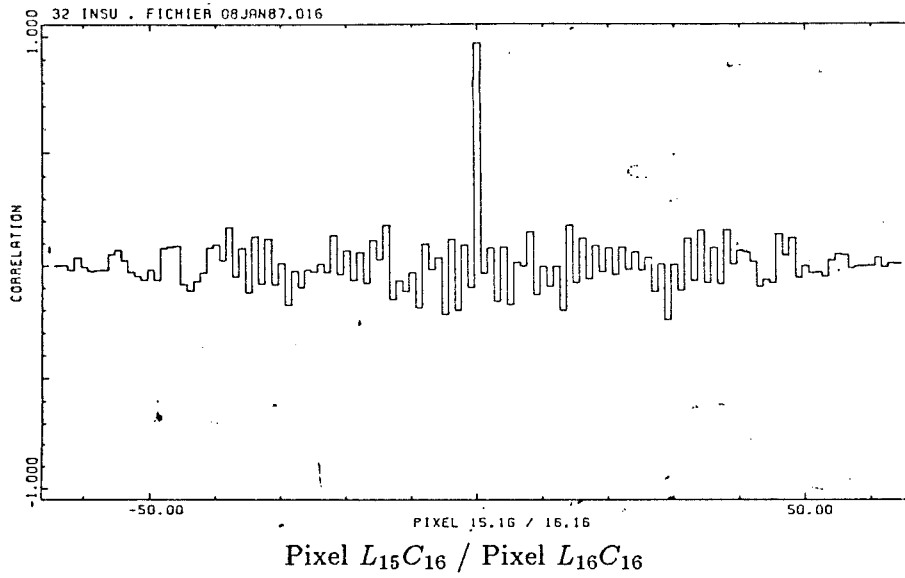


Fig. 9.8.a - Exemple de corrélation entre deux lignes d'une même colonne.

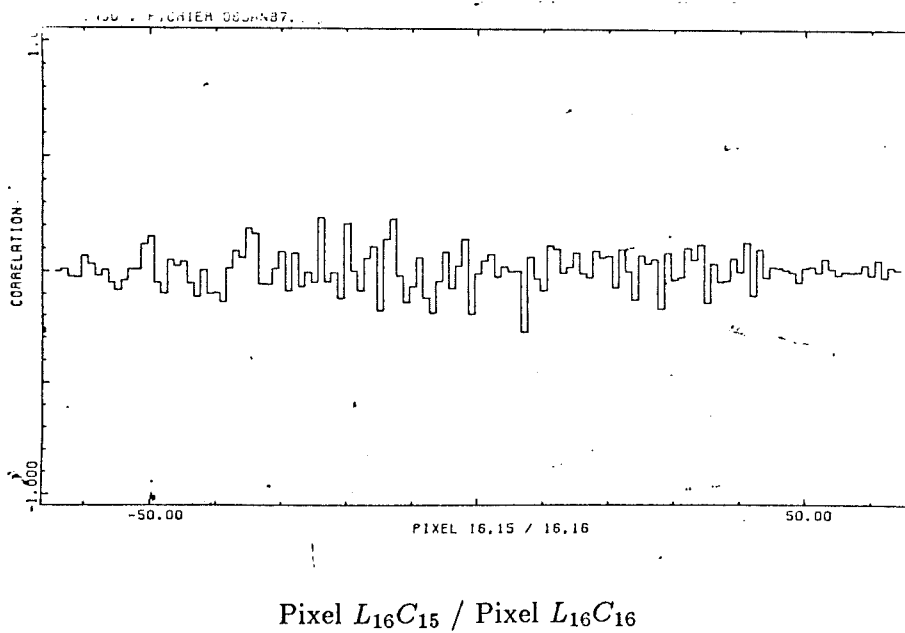


Fig. 9.8.b - Exemple de corrélation entre deux colonnes d'une même ligne.

## IX.3.3. Traitement du bruit corrélé.

L'étude des fichiers de données a permis de mettre en évidence, des corrélations de 95 à 99% entre les pixels enregistrés à l'instant  $t$  sur une même colonne (fig 9.8.a). Par contre, sur les pixels d'une même ligne dont les valeurs sont prises à des instants différents, aucune corrélation n'apparaît (fig 9.8.b).

La valeur instantannée de la cellule élémentaire  $xy$  à l'instant  $t$ , peut s'écrire :

$$S_{xy}(t) = \langle S_{xy} \rangle + B_{xy}(t) + B_{ext}(t)$$

où  $\langle S_{xy} \rangle$  est la valeur moyenne de l'élément  $xy$ ,  $B_{xy}(t)$  son bruit propre mesuré à l'instant  $t$  et  $B_{ext}(t)$  la perturbation temporelle. La première idée pour se soustraire partiellement du bruit corrélé fut de retrancher la première ligne à toutes les autres lignes de la matrice. Si l'effet de la perturbation temporelle est strictement le même pour tous les senseurs élémentaires d'une même colonne, le retrait du premier pixel de la colonne  $Y_i$  à chaque élément de la colonne  $Y_i$  permet de se soustraire du bruit corrélé. Cette méthode simple a permis d'éliminer la présence du bruit corrélé. Les figures 9.9 mettent en évidence le faible taux de corrélation après le retrait d'une ligne. Cependant le résultat varie suivant la ligne retranchée : le retrait d'une ligne permet de se soustraire du bruit extérieur mais il additionne par contre le bruit propre du pixel à tous les pixels de la colonne. Ainsi des pixels bruyants dans la ligne retranchée (généralement la ligne 1 ou 32 pour conserver une matrice 31 x 32) peuvent rajouter du bruit sur l'image spatiale de bruit détecteur. Aussi plutôt que de retrancher une ligne particulière, nous calculons la ligne moyenne de la matrice qui devient la ligne de décorrélation (fig 9.10).

Soit  $T$  la période du bruit. La soustraction analogique retranchera la perturbation temporelle si :

$$\Delta t \leq \frac{T}{100}$$

La fréquence du double échantillonnage est de 35.7 KHz. Donc la fréquence du bruit temporel est supérieure à 357 Hz. Cependant, la corrélation croisée entre deux points élémentaires d'une même colonne présente un maximum uniquement entre les valeurs à l'instant  $t$ , instant de l'échantillonnage : l'amplitude du bruit n'est donc pas périodique.

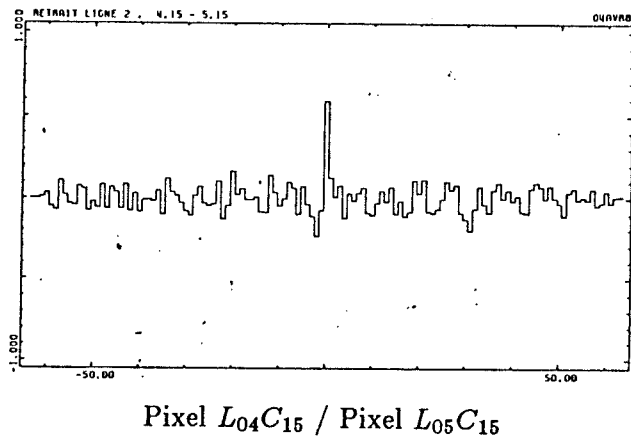


Fig. 9.9.a - Retrait de la ligne de la ligne 2

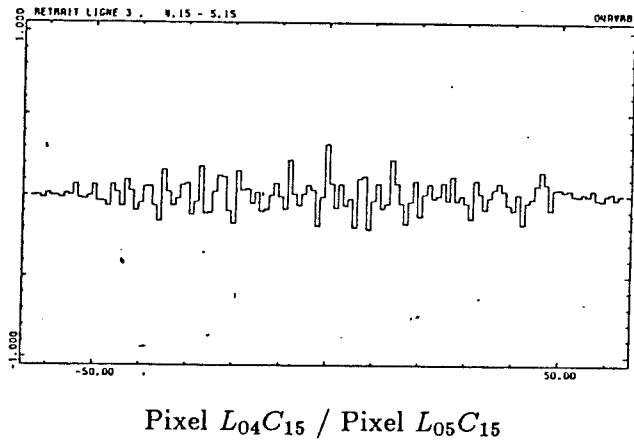


Fig. 9.9.b - Retrait de la ligne de la ligne 3

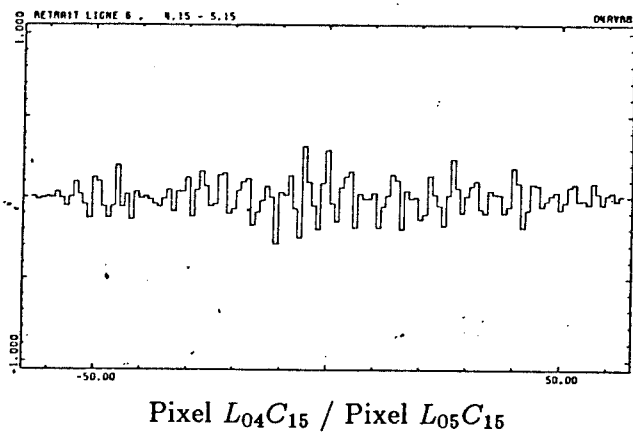


Fig. 9.9.c - Retrait de la ligne de la ligne 6

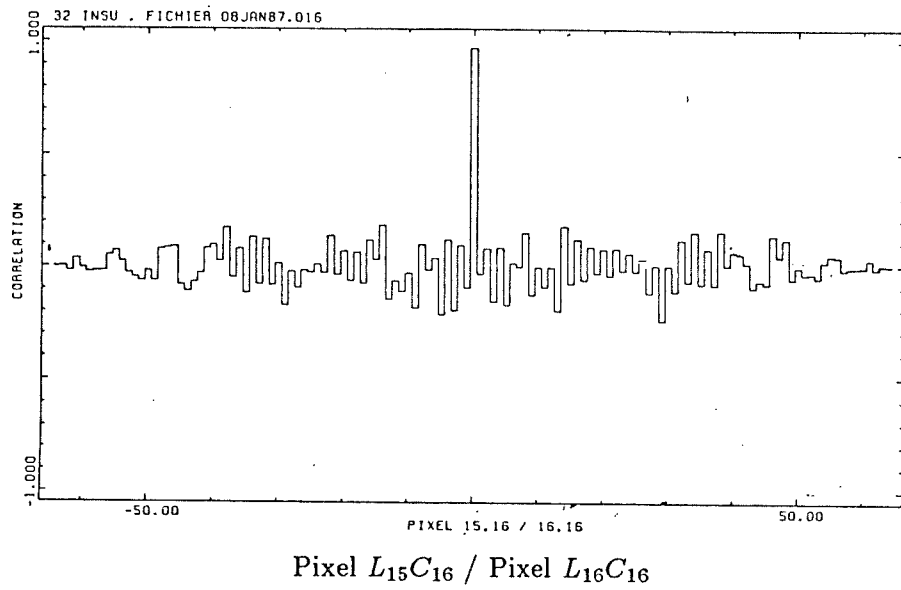


Fig. 9.10.a - Cross-corrélation avant traitement.

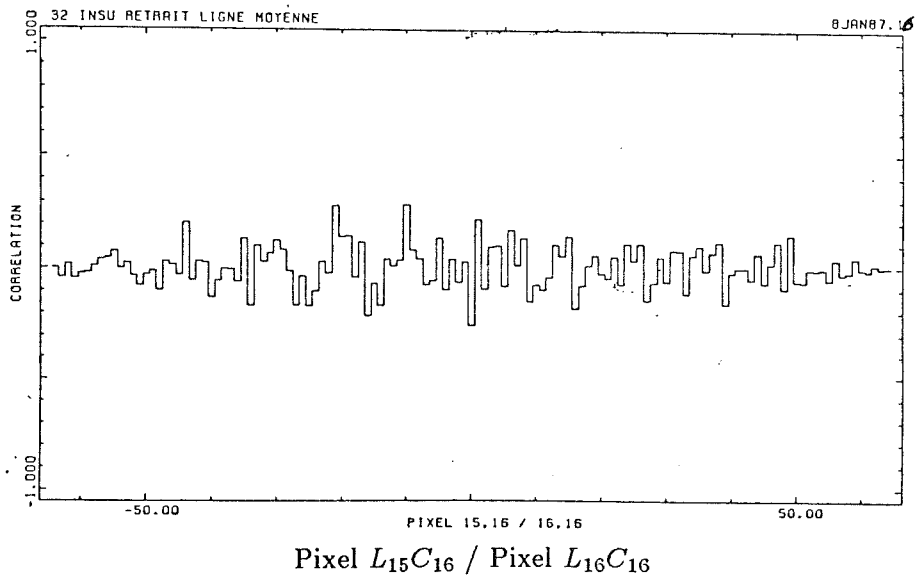
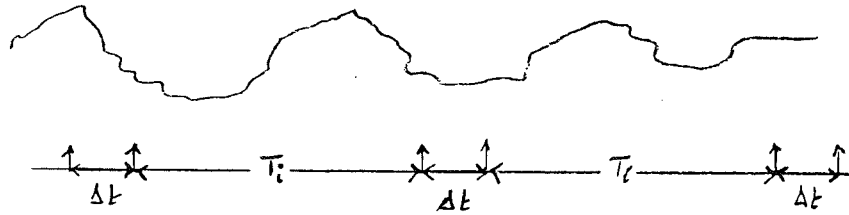


Fig. 9.10.b - Cross-corrélation après retrait de la ligne moyenne.



Actuellement, tous les fichiers de données sont corrigés par la ligne moyenne. Cependant cette méthode reste analytique et ne nous satisfait pas complètement. Aussi avons nous entrepris d'enregistrer le bruit temporel par l'intermédiaire d'une capacité de test, soumise aux mêmes perturbations.

Six capacités de 50 pF (capacités dont la valeur diminue de 10 % entre 300 K et 4.2 K <sup>(36)</sup>) furent installées sur les 6 premières voies de l'électronique de lecture, les 26 autres voies restant couplées aux lignes 7 à 32 du détecteur. Les valeurs des capacités mesurées à froid furent :

- 95 pF sur la voie 1 (capacité test + forte capacité parasite)
- 65 pF sur les voies 2 à 6 (capacité test + capacité parasite)
- 50 pF sur les voies 7 à 32 (les capacités cibles)

Pour réaliser ces mesures de bruit, l'électronique proche, définie au paragraphe VII.4.1 est installée à l'extérieur du cryostat, ce qui augmente la longueur de la liaison haute impédance (donc la capacité parasite) entre le détecteur et les préamplificateurs, par rapport au mode d'utilisation normale (l'électronique proche dans le cryostat).

L'étude avec les capacités de test confirment la corrélation temporelle : les lignes 1 à 6 (capacités tests) sont corrélées entre elles, de même pour les lignes 7 à 32 (détecteur). La soustraction de la ligne moyenne de chaque bloc décorrèle les lignes du bloc étudié. Cependant la corrélation entre les deux blocs n'a pas pu être totalement mise en évidence : la corrélation atteint 60 % sur la figure 9.11. Ceci est peut être du aux différences de câblage entre les deux ensembles. Le lien capacité ↔ préamplificateur est la liaison kapton pour le détecteur, et des fils en constantan pour les capacités de tests (résistance élevée pour impédance thermique, 20 ohm cm<sup>-1</sup>). La prochaine étape sera réalisée lors des premiers essais sur la matrice 32 x 32 CID-ISO. En effet la capacité de test sera collée sur la céramique à proximité de la puce InSb. Elle sera reliée à l'électronique proche

par une voie de la liaison kapton c'est à dire que le signal test et les signaux cibles chemineront côte à côte. Il faudra attendre les résultats de ces prochaines mesures pour connaître la correction apportée par la soustraction du signal test.

Le système de lecture actuel fait la différence analogique de deux signaux enregistrés aux instants  $t_1$  et  $t_2$ , puis digitalise le résultat de la soustraction. Or la perturbation temporelle fluctue entre les instants  $t_1$  et  $t_2$ . Nous envisageons pour la lecture de la matrice ISO, de digitaliser les deux informations (puits plein et puits vide), de les décorreler et de faire la différence seulement en fin de chaîne.

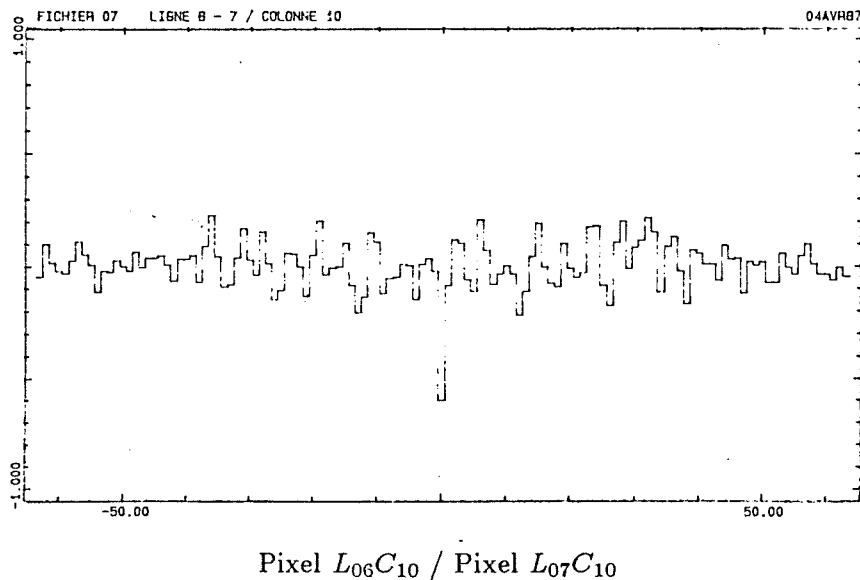


Fig. 9.11 - Corrélation après le retrait de la ligne moyenne calculée par l'intermédiaire des capacités de test.

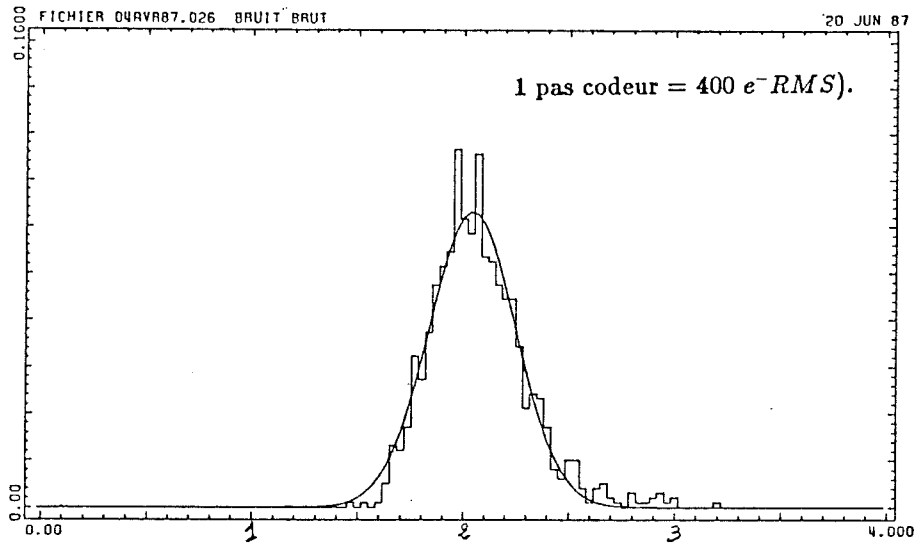


Fig. 9.12.a - Histogramme du bruit brut de l'électronique de lecture.

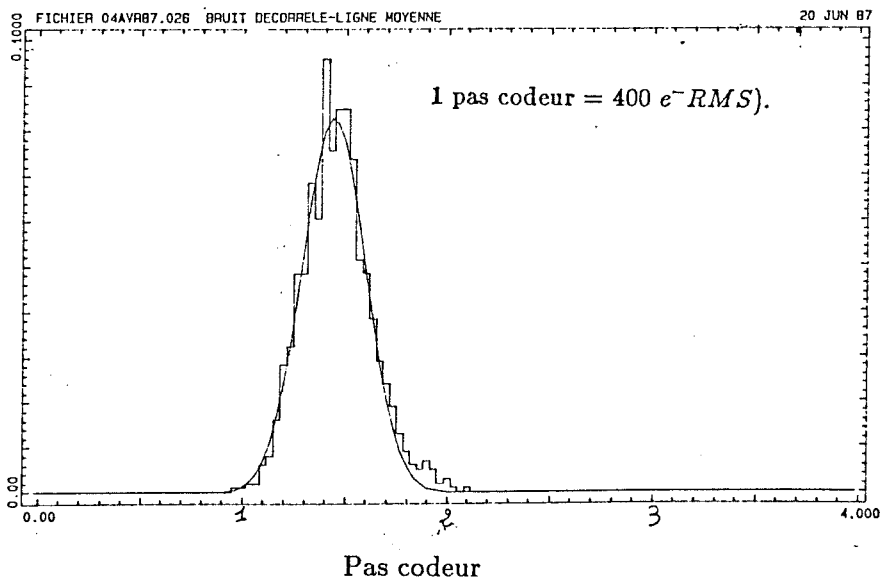


Fig. 9.12.b - Histogramme du bruit brut de l'électronique de lecture après la soustraction de la ligne moyenne.

## IX.3.4. Mesures du bruit de l'électronique.

Le test en bruit de l'ensemble de l'électronique de lecture consiste à simuler le détecteur par des capacités (valeurs des capacités utilisées = 30 pF). Ces capacités sont reliées aux préamplificateurs par le kapton d'entrée du circuit hybride ligne (liaison de 8 cm avant l'entrée des préamplis). Pour ce premier test aucun élément n'est installé dans le cryostat. Les figures 9.12 montrent les histogrammes de bruit avant et après la soustraction par la ligne moyenne. Les valeurs sont regroupées dans le tableau 9.13 :

bruit		dispersion
brut	2.0	0.20
décorrélé	1.5	0.15

Tableau 9.13 - Bruit de l'électronique seule, en pas codeurs.  
(1 pas codeur =  $400 e^- RMS$ )

Le bruit de l'électronique est donc de  $600 e^- RMS$ . Etudions maintenant le bruit généré lorsque les capacités sont installées dans le cryostat, à la température de l'hélium liquide. Les figures 9.14 représentent les histogrammes de bruit, avant et après le retrait de la ligne moyenne quand les capacités de test sont placées dans le cryostat. Les résultats sont regroupés dans le tableau 9.15 :

bruit		dispersion
brut	24.5	4.4
décorrélé	2.1	0.5

Tableau 9.15 - Bruit avec capacités de test dans le cryostat, en pas codeurs.  
(1 pas codeur =  $850 e^- RMS$ )

Ainsi l'analyse du système électronique couplé aux capacités de test, installées dans le cryostat révèle un bruit de  $1800 e^- RMS$ , après le retrait de la ligne moyenne. La très forte valeur du bruit brut ( $2 \cdot 10^4 e^- RMS$ ), provient de l'installation de la carte hybride ligne à l'extérieur du cryostat. L'introduction de l'électronique proche dans le fond du cryostat réduit le bruit de lecture brut à  $5 \cdot 10^3 e^- RMS$  (la capacité parasite diminue). La longueur de la liaison haute impédance augmente irrémédiablement la valeur de la capacité parasite qui par conséquent constitue un obstacle majeur à la réduction du bruit de lecture.



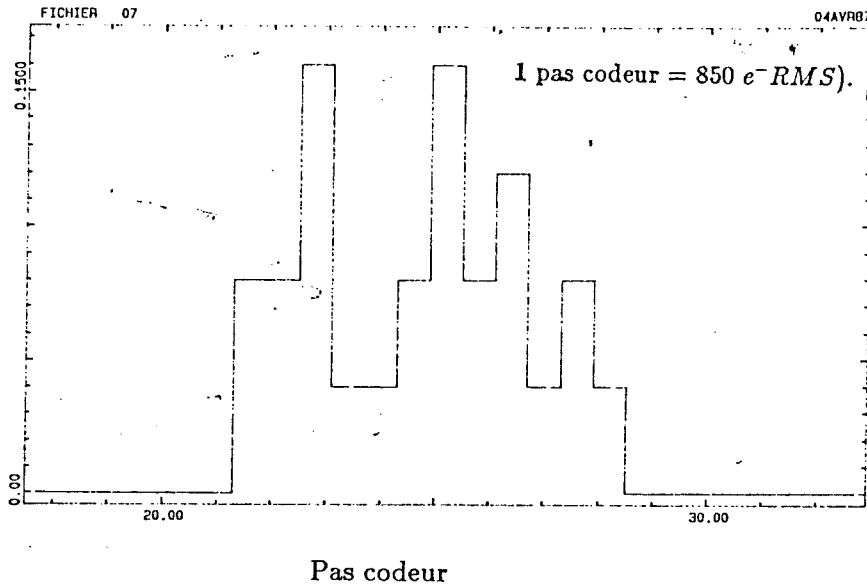


Fig. 9.14.a - Histogramme du bruit brut de l'électronique de lecture avec les capacités de test dans le cryostat.

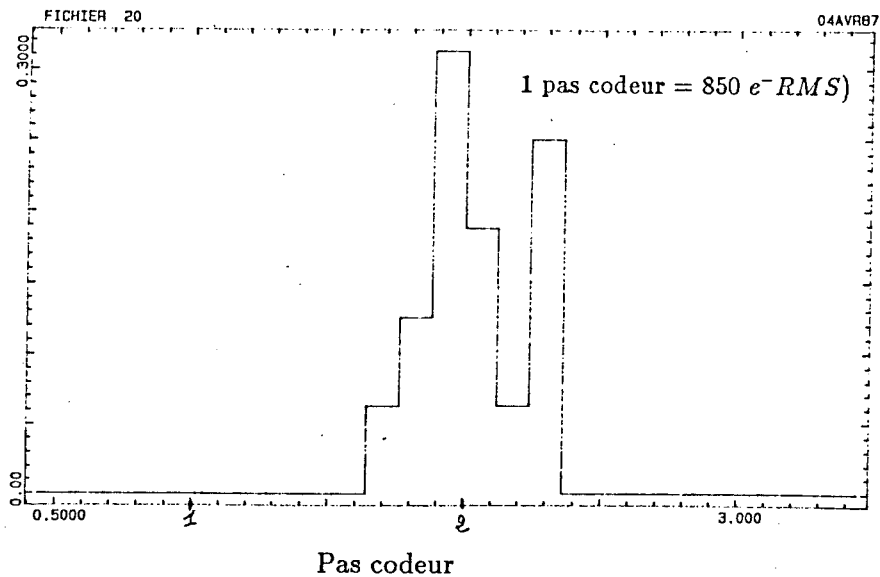
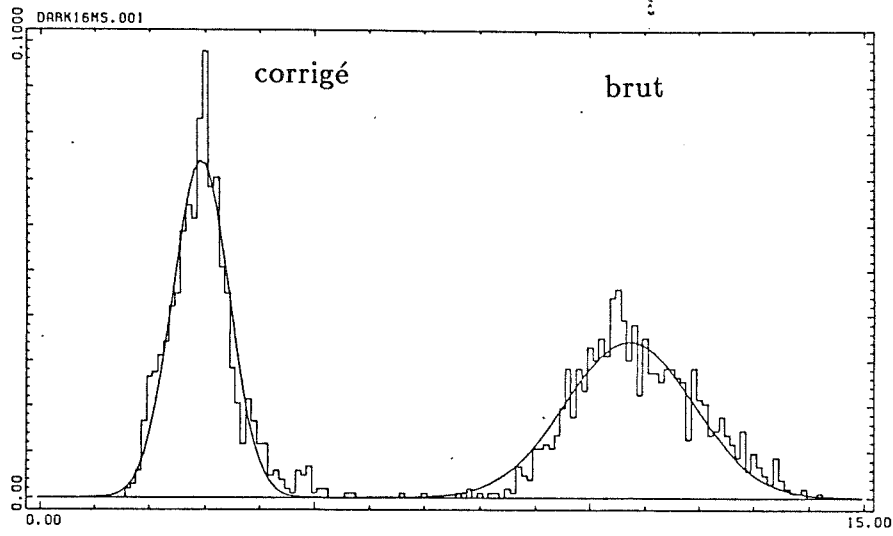
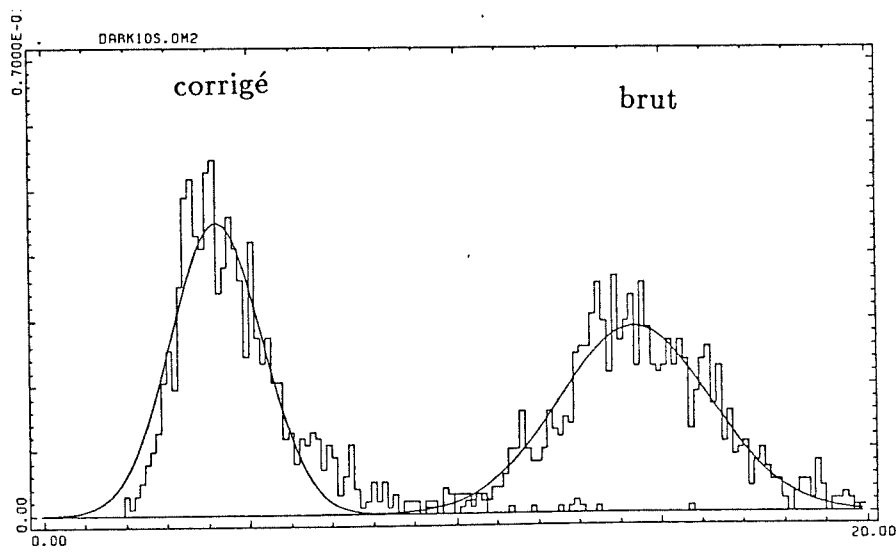


Fig. 9.14.b - Histogramme du bruit brut de l'électronique de lecture avec les capacités de test dans le cryostat. après la soustraction de la ligne moyenne.



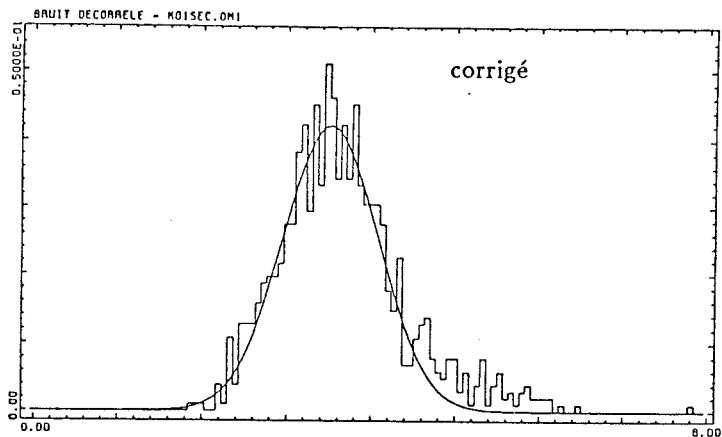
a - Courant d'obscurité,  $T_i = 16 \text{ ms}$



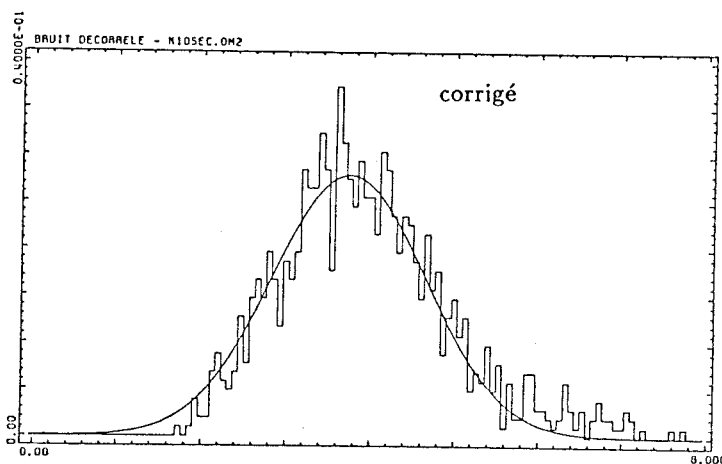
b - Courant d'obscurité,  $T_i = 10 \text{ sec}$

Fig. 9.16 - Histogramme de bruit (pas codeur)

c - filtre K ( $2.25 \mu m$ )  
 $T_i = 1 \text{ sec}$



d - filtre K ( $2.25 \mu m$ )  
 $T_i = 10 \text{ sec}$



e - filtre L ( $3.75 \mu m$ )  
 $T_i = 16 \text{ ms}$

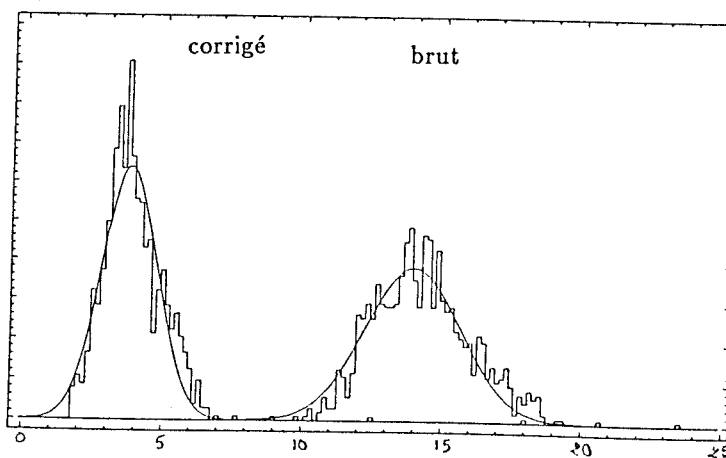


Fig. 9.16 - Histogramme de bruit (pas codeur)

## IX.3.5. Bruit de la caméra CIRCUS.

Les mesures de bruit avec la caméra 32 x 32 INSU sont répertoriées dans le tableau 9.16. Les meilleures mesures de bruit sont de l'ordre de  $2000 e^- RMS$ .

	bruit		dispersion
volet froid , 16 ms	brut	10.8	1.2
	décorrélé	3.0	0.5
volet froid , 10 sec	brut	14.0	1.7
	décorrélé	4.2	0.9
volet froid , 10 mn	brut	16.4	2.8
	décorrélé	5.8	1.6
filtre K , 16 ms	brut	12.0	1.2
	décorrélé	3.2	0.5
filtre K , 01 sec	brut	19.0	1.9
	décorrélé	3.6	0.5
filtre K , 10 sec	brut	20.0	3.3
	décorrélé	3.8	0.9
filtre L , 16 ms	brut	14.1	1.7
	décorrélé	4.0	1.0

Tableau 9.16 - Bruit caméra INSU, en pas codeurs.  
cf. figure 9.16 (1 pas codeur =  $700 e^- RMS$ )

Les  $2000 e^- RMS$  de bruit, mesurés sans flux de photons, correspondent à la valeur de bruit obtenu avec les capacités de test dans le cryostat. La présence de la liaison kapton constitue donc une limite pour les mesures de bruit.

Avec le filtre L, on observe le bruit de photons ambiants dès le temps de base (16 ms). Cette mesure réalisée en laboratoire, est fortement limitée par la présence du flux de photons ambiants qui sature le détecteur à partir de 48 ms. Sur le ciel (mesuré sur le 3m60 du CFHT), le temps de pose avec le filtre L ne peut dépasser le quart de seconde. Pour les grands temps d'intégration (quelques dizaines de secondes) en filtre K, le bruit du détecteur augmente environ d'un pas codeur (700 électrons) par rapport au bruit minimum. Il est important de mesurer le bruit réel de la matrice (sans la liaison capacitive) pour déterminer le comportement exact de la mosaïque en fonction du temps d'intégration.

## IX.4. Conclusion.

La découverte du bruit temporel est due au mode de lecture parallèle : 32 informations lignes sont lues simultanément. La perturbation extérieure est captée par la liaison haute impédance qui relie le détecteur et les préamplificateurs. Cette liaison constituera un obstacle incontournable pour la réduction du bruit de lecture, tant que l'électronique proche fonctionnera à une température différente de celle du détecteur.

Dans les conditions actuelles du cablage interne du cryostat, le bruit de lecture de  $2000 e^- RMS$  constitue une limitation à la détectivité de la caméra 32 x 32 CIRCUS.

A l'automne 87, nous testerons nos premières électroniques proches à la température de l'hélium liquide. La valeur des capacités parasites sera réduite au minimum. Ces essais sont prévues pour les matrices ISO. Les préamplificateurs CMOS (ZK111 ou G118) qui fonctionnent encore à  $4.2 K$  présentent un minimum de bruit de lecture pour des fréquences voisines du KHz <sup>(36)</sup>. Dans cette configuration, le temps de lecture minimum est alors de quelques centaines de ms. L'utilisation de cette électronique froide pour les caméras sol, dépendra de l'accroissement de bruit provoquée par la lecture plus rapide : au sol, les observations avec les filtres L ou M ne sont possibles que si le temps d'intégration de base est de l'ordre de 16 ms.

Par définition thermodynamique, une grande capacité de lecture conduit à un bruit de lecture élevé. Cette contrainte limite irrémédiablement l'expansion des systèmes de lecture in situ. L'avenir des dispositifs à transfert de charges est donc l'optimisation de la matrice de détection adaptée au spectre d'observation, couplée avec une matrice de lecture Silicium, à faible bruit de lecture comme la matrice CCD, le système Direct Voltage Readout ...

## Chapitre X

### Mesures complémentaires sur la matrice

- 1 - Diaphotie et diaphonie.
- 2 - Temps de réponse.
- 3 - Dérive.
- 4 - Etuvage systématique.
- 5 - Effet de la céramique.
- 6 - Conclusion.

## Mesures complémentaires sur la matrice CID-SAT 32 x 32.

Ce chapitre regroupe les propriétés générales relatives au détecteur InSb-CID, autres que la détectivité, le temps d'intégration ou le bruit. Les spécificités de la matrice CID-SAT complètent la liste de ses caractéristiques d'utilisation pour les observations astronomiques.

### X.1 Diaphonie et diaphotie.

- La diaphotie est un phénomène de génération de photocharges délocalisées : un photon dont l'angle d'incidence est suffisamment important peut traverser le puits de potentiel du pixel  $P_{i+1}$ , pour cependant créer une charge dans la zone déplétée du point  $P_i$ . La diffusion de charges électriques entre deux puits de potentiel de deux pixels différents peut aussi modifier la valeur de la charge stockée. Pour éviter cet effet, un réseau de grilles sépare tous les senseurs élémentaires. Cet anneau de garde, porté au potentiel du substrat, crée une barrière de potentiel qui isole chaque pixel de ses voisins. Ainsi chaque pixel stocke les photocharges générées dans son domaine de sensibilité.
- La diaphonie traduit une erreur dans la localisation spatiale de la lecture des charges, c'est un problème capacitif
  - purement capacitif sur les fils de sortie de la mosaïque : le système de lecture est de type parallèle : 32 informations sortent simultanément de la matrice. Les signaux de sorties à haute impédance cheminent en parallèle sur environ 20 centimètres (cf paragraphe VII.3), avant l'entrée du préamplificateur. Ce couplage capacitif entre lignes fait apparaître une fausse information sur la ligne  $X_{i+1}$  lorsque la ligne  $X$  véhicule un vrai signal.

- si pendant le transfert de la colonne  $Y$ , la colonne  $Y_{j+1}$  subit une variation capacitive de sa tension, une partie des charges de la colonne  $Y_{j+1}$  sera lue (transfert d'une partie des charges dans les pixels de la colonne  $Y_{j+1}$ ). Cette charge sera alors attribuée au pixel  $Y$  : ce phénomène apparaît si le scanner colonne fonctionne en trois états : intégration, transfert et en attente (pas de potentiel appliqué sur les colonnes  $Y_k$  pendant le transfert de la colonne  $Y_j$ ,  $k \neq j$ ).

L'effet de diaphonie apparaît seulement entre les lignes : les amplificateurs sont connectés sur les lignes du détecteur. La lecture s'effectue par colonne entière : 32 informations lignes sont véhiculées au même instant. Par contre, la diaphonie doit s'observer indépendamment sur les lignes ou sur les colonnes. Cependant, l'effet important de la diaphonie entre les pixels d'une même colonne peut masquer l'effet de la diaphonie qui peut alors s'observer entre les pixels d'une même ligne. Pour étudier ce phénomène, il faudrait comparer les mesures obtenues suivant la valeur de potentiel appliquée sur l'anneau de garde. En effet, l'anneau de garde détermine la hauteur de la barrière de potentiel qui contrôle la migration des charges d'un pixel vers son voisin immédiat.

Pour étudier l'effet du réseau de grilles contre la migration des charges électriques entre deux points senseurs, focalisons le flux photonique sur une cellule unique, et comparons les valeurs enregistrées en fonction de la tension appliquée sur l'anneau de garde.

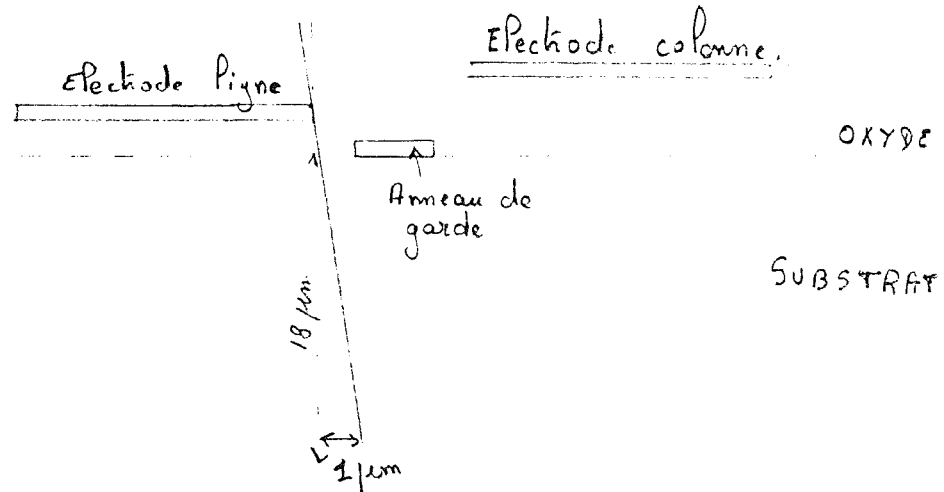
Tension anneau de garde	$L_{15}C_{17}$	$L_{14}C_{17}$	$L_{16}C_{17}$	$L_{15}C_{16}$	$L_{15}C_{18}$
sans tension	597.0	18.5	45.0	10.5	1.5
0 V	599.5	17.5	42.5	11.0	1.5
1 V	601.5	18.0	44.5	14.5	3.0
2 V	604.5	17.5	44.5	15.0	2.5
3 V	601.5	16.0	43.5	15.5	2.5
4 V	602.0	15.0	42.5	15.5	2.0
5 V	603.0	14.5	40.0	13.5	1.5
6 V	604.5	20.0	41.5	13.5	4.0
7 V	602.5	24.0	44.5	16.0	4.0
8 V	603.0	17.5	41.5	15.0	3.5
9 V	597.5	20.0	43.0	16.0	4.5
10 V	598.0	20.5	41.0	13.0	2.5

Tableau 10.1 - Influence de la tension de l'anneau de garde sur le signal mesuré.  
(valeurs exprimées en pas codeur)



Aucune tendance significative n'apparaît dans le tableau 10.1 : lorsque la tension de la grille protectrice augmente, le point  $L_{15}C_{17}$  ne récupère pas de charges qui auraient pu être stockées dans les cellules voisines. La faible longueur de diffusion de l'InSb ( $0.05 \mu m$  à  $4.2 K$ ) limite naturellement cet effet dans les zones sans champ électrique.

L'angle solide de la caméra INSU est ouvert à  $f/9$ , soit un angle d'ouverture de  $3.2$  degrés. Dans cette configuration optique, aucun photon incident qui pénètre la surface sensible de la cellule  $P_i$  ne peut créer de charges dans les pixels voisins : la déviation serait de  $1 \mu m$  après une traversée de  $18 \mu m$ , cette valeur est inférieure à la largeur des électrodes de l'anneau de garde ( $3 \mu m$ ). Il ne reste plus que les réflexions parasites dans le multicouche substrat-grille-oxyde, pour provoquer le phénomène de diaphotie, dont l'effet ne peut être que très faible.

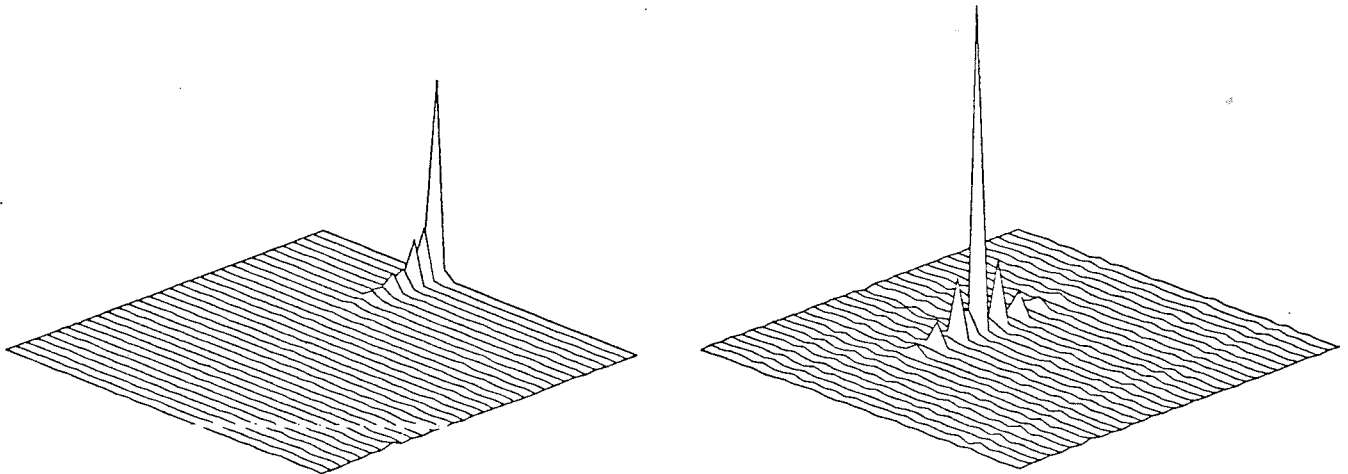


Le phénomène de diaphonie s'observe facilement en focalisant la source image sur un pixel et un seul. La réponse des pixels voisins révèlent alors le couplage capacitif le long des lignes à haute impédance. Les figures 10.2 mettent en évidence l'effet de la diaphonie entre les lignes. Si le signal lu sur le pixel  $X_i Y_j$  est normalisé à 100, la réponse capacitive du signal lu sur les autres pixels de la colonne Y est la suivante :

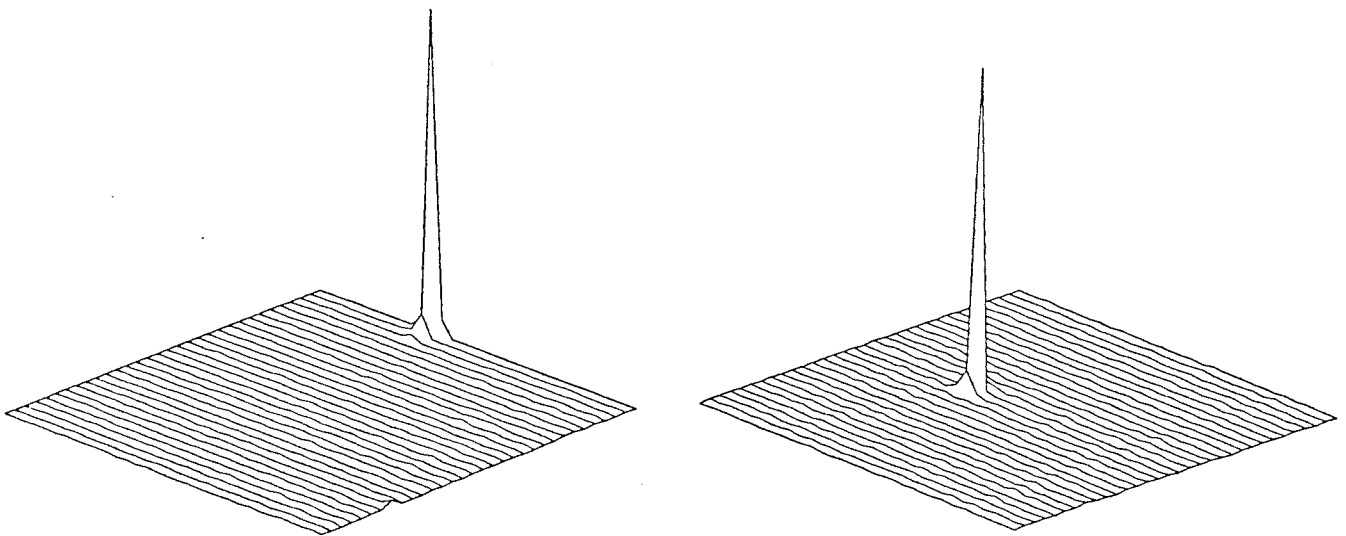
$X_{i-10}$	$X_{i-8}$	$X_{i-6}$	$X_{i-4}$	$X_{i-2}$	$X_i$	$X_{i+2}$	$X_{i+4}$	$X_{i+6}$	$X_{i+8}$	$X_{i+10}$
1.0	1.85	3.4	8.0	19.75	100	19.75	8.0	3.4	1.85	1.0

ligne 01

ligne 16



images brutes



images traitées par la matrice diaphonie.

Fig 10.2 - Effet de diaphonie produit par la liaison kapton.

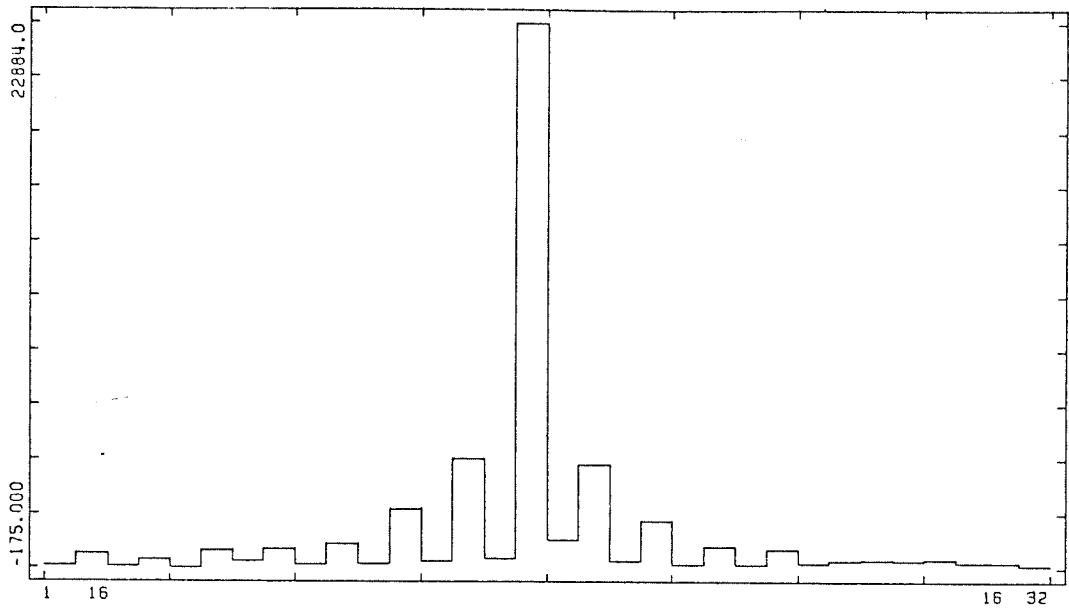


Fig. 10.2.b - Mesures de diaphonie entre lignes.

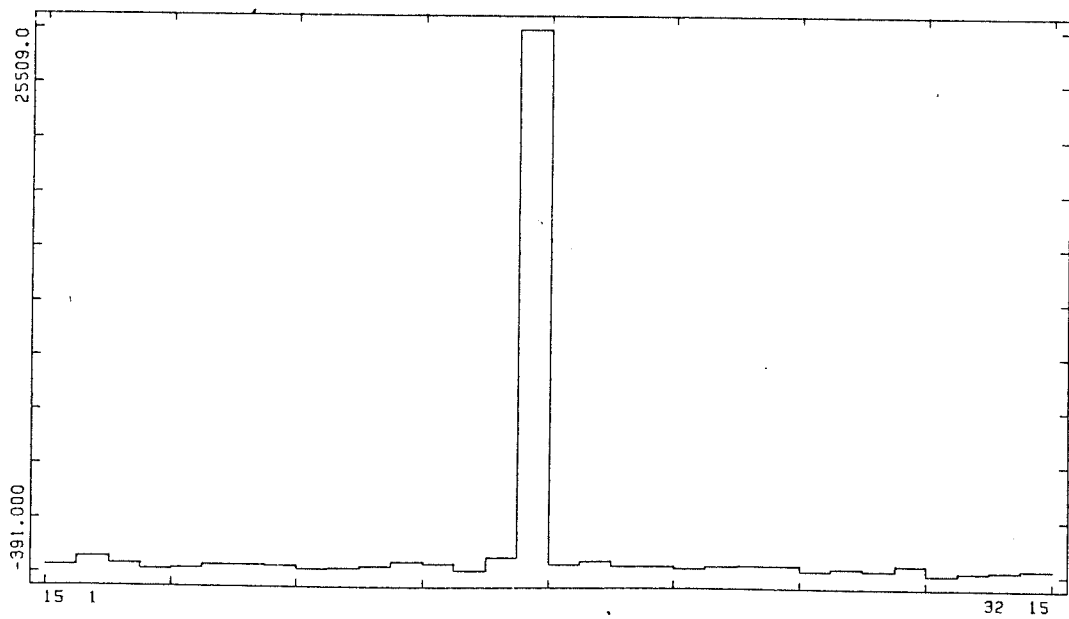


Fig 10.2.c - Mesures de diaphonie entre colonnes.

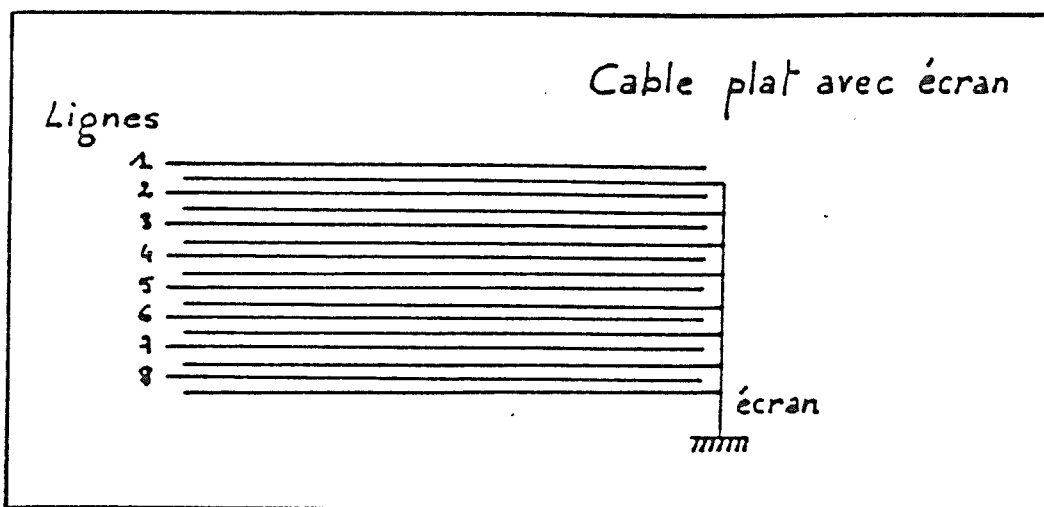


Fig. 10.3.a - Cablage de la liaison ligne (matrice 8 x 8) avec fil de masse.

Lorsque le signal lu sur la ligne  $X_i$  est de 100, la charge réellement présente sur cette ligne était de 168. Ces valeurs ont été obtenues par la moyenne de la diaphonie mesurée sur 32 lignes. Le couplage capacitif respecte l'effet de parité produit par la disposition des lignes dans le kapton (fig. 10.2). L'arrangement des lignes dans la liaison haute impédance, est la suivante :

31 , 29 , 27 , ... 05 , 03 , 01 , 02 , 04 , 06 ... 28 , 30 , 32

Le couplage atteint 20 % sur les deux liaisons voisines. Pour les matrices 8 x 8, cet effet avait pu être limité à 5 % sur les lignes contiguës, en séparant simplement deux lignes de sortie par un fil forcé à la masse <sup>(43)</sup> (fig. 10.3). Le nombre de fils disponibles dans les kaptons utilisés  $\sim 40$ , nous interdit de répéter cette opération. Une autre solution efficace serait de réduire la longueur de la liaison haute impédance entre le détecteur (4.2 K) et le préamplificateur (300 K). Cependant, tant que l'électronique proche fonctionnera à la température ambiante (dans le fond du cryostat), il semble improbable que la longueur de cette liaison soit réduite : cela entraînerait une modification profonde de la mécanique interne du cryostat. Par contre l'installation des MOSFETS hybrides (du type ZK111 ou G118) qui fonctionnent à la température de l'hélium liquide permettrait de relier le détecteur au préamplificateur uniquement par des pistes d'or de 2 à 3 cm qui annihileraient les effets de la diaphonie.

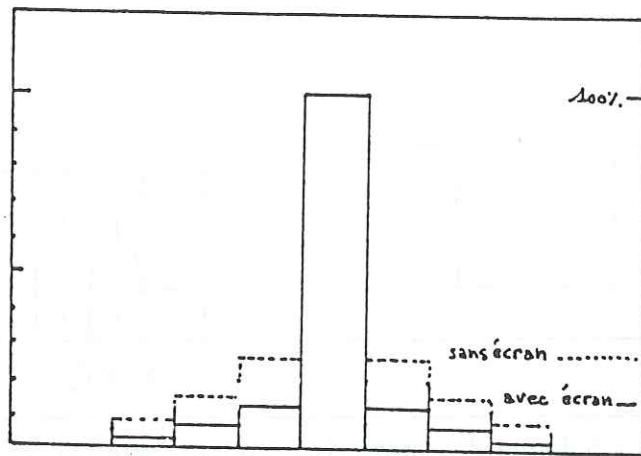


Fig. 10.3.b - Effet de l'écran sur la diaphonie <sup>(43)</sup>.

L'effet indésirable de la diaphonie se corrige lors du traitement des fichiers de données. Connaissant le flux de photons (soit la charge), nous avons mesuré les tensions lignes. La carte des perturbations en fonction de la position de la source focalisée permet alors de trouver la matrice diaphonie  $C_{ij}$ . Maintenant, lorsque nous connaissons uniquement les tensions lignes, il suffit d'inverser cette matrice diaphonie pour retrouver les valeurs des charges :  $Q_{kj} = C_{ij}^{-1} V_{ik}$ . La figure 10.2 montre le résultat de cette correction.

## X.2. Temps de réponse.

L'étude du comportement de la matrice face à de brusques variations de l'excitation photonique met en évidence un phénomène d'inertie (fig. 10.4). Le temps de stabilisation du détecteur déterminera alors la vitesse de modulation entre le fond de ciel et la source.

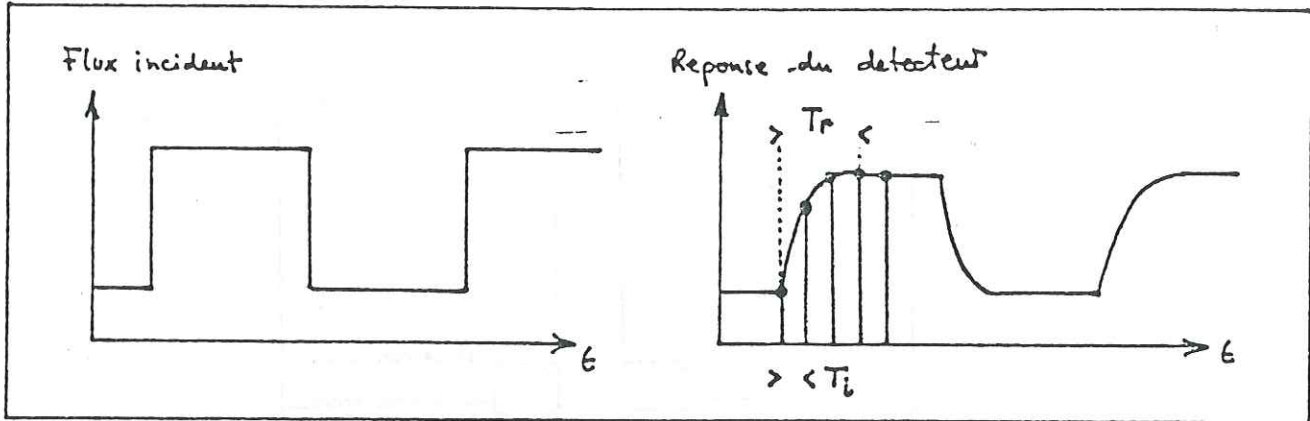


Fig. 10.4 - Schéma du temps de réponse à une excitation rapide.

Pour simuler la modulation, l'étude expérimentale nécessitait une diode comme source de photons impulsionnelle. Ne possédant pas de diode centrée autour de  $3 \mu\text{m}$ , le montage a été réalisé avec une diode à  $1.3 \mu\text{m}$  : le filtre J (centré sur  $1.25 \mu\text{m}$ ) permet alors d'observer le pied du spectre de la diode. Le temps de montée (ou de descente) de la diode est d'environ 300 nanosecondes. Les mesures effectuées (fig. 10.5) mettent en évidence la dissymétrie de la réponse dans son trajet vers l'équilibre : 3 lectures (avec le flux) contre 6 lectures (sans flux). L'effet d'inertie est une réalité. Le retour vers l'équilibre ne s'effectue pas suivant une constante de temps, il est indépendant du temps d'intégration. Le retour à l'équilibre est proportionnel au nombre de lectures faites.

Les photocharges apparaissent dès le front de montée du signal photonique mais sont en partie captées par les états d'interface. Le signal met alors plusieurs cycles de lecture avant de se stabiliser. Pour compenser cet effet, on peut envisager d'illuminer brièvement le détecteur pour le porter immédiatement à son état d'équilibre. Cette compensation utilisée pour les caméras CCD visibles, s'appelle le "Fat zero". De même, sur le front descendant du signal photonique, la création de photocharges disparaît. Cependant le signal de sortie s'annule seulement après plusieurs lectures : les pièges relâchent plus de porteurs que ils ne peuvent en capturer : l'équilibre est rompu au niveau d'énergie  $E_1$ , il se rétablit en  $E_2$ , avec  $E_2 < E_1$ . Les pièges d'interfaces libèrent leurs charges avec une probabilité liée à la position du pseudo-niveau de Fermi par rapport à leur niveau d'énergie, à  $kT$  près. La quantité de porteurs libres présents dans la charge d'inversion détermine la position de ce pseudo-niveau d'énergie. Une solution envisageable pour accélérer l'élimination des porteurs dans les puits de potentiels, serait de faire des lectures rapides. Cependant la rupture de l'équilibre créée par ces fausses lectures du détecteur, peut être responsable d'un autre effet désagréable, l'effet de dérive.

Ce retard contrarie les observations astronomiques en mode modulé. L'acquisition de mauvaises images se traduit par une perte de temps d'observation sur télescope.

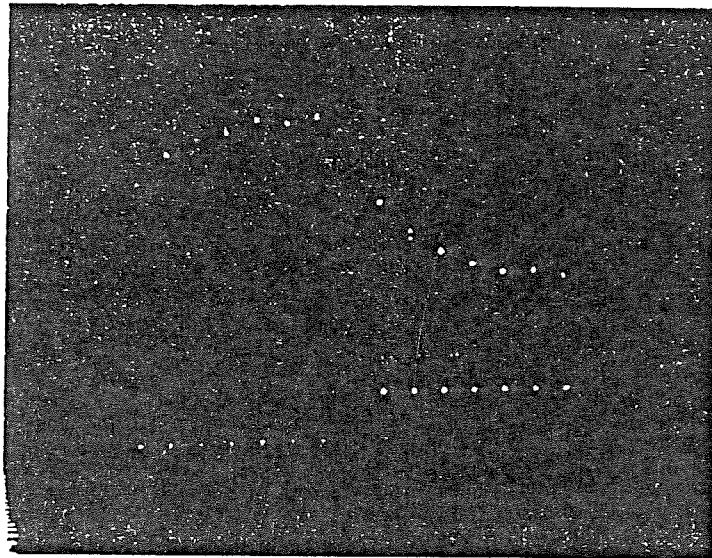


Fig. 10.5 - Mesure de la réponse inertielle de la matrice CID 32 x 32.

### X.3. Dérive.

Deux types de dérives sont à considérer : celle qui apparait suite à la mise sous tension et celle qui provient d'un déséquilibre provoquée par le flux de photons ambiants.

Une heure après la mise sous tension du détecteur et de son électronique, la valeur moyenne des pixels dérive encore de 0.08 % par minute (fig 10.6), sous un flux de photons ambiant presque nul (filtre K). Cette décroissance était de 0.5 % par minute pendant la première demi-heure. Douze heures après le début de la mise sous tension, la décroissance n'est plus que de 0.02 % par minute. Cette dérive est en fait le cumul de l'effet de mise en équilibre des états d'interface avec les bandes d'énergie du semiconducteur mais avec des constantes de temps très différentes : ainsi les valeurs des premières mesures sont plus élevées : moins de charges piégées.

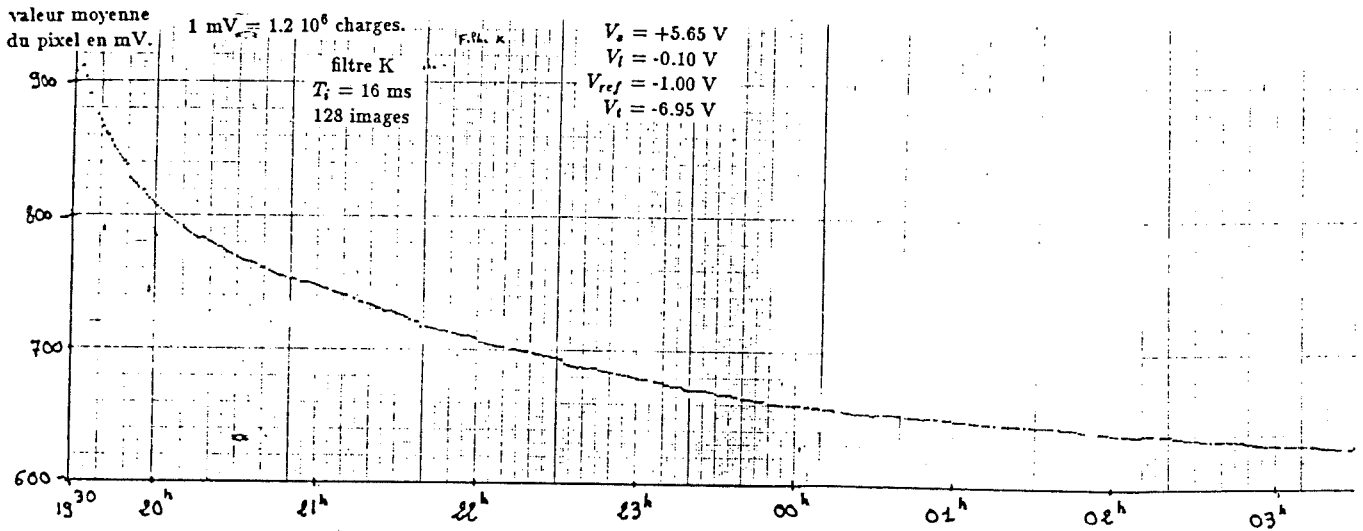


Fig. 10.6 - Mesure de dérive avec la matrice CID-SAT 32 x 32.

Lorsque l'équilibre est presque atteint la modification de la scène observée peut perturber la structure MIS. Par exemple, l'utilisation abusive de la roue filtre peut déséquilibrer le détecteur : les filtres discrets présentés au détecteur déterminent le quota de photons ambiants transmis. Le positionnement anarchique des filtres rajoute un bruit de dérive sur les mesures si l'on ne prend pas le soin d'enregistrer suffisamment de poses sur le fond de ciel. Lorsque la structure est en quasi-équilibre, la dérive devient négligeable. La nécessité d'acquérir des images de fond de ciel devient moins importante : l'acquisition de l'image ciel permet alors de retrancher le fond de ciel, sans se préoccuper de la dérive. Par contre une modification de la longueur d'onde de travail peut rompre brutalement l'équilibre de la structure MIS si le pseudo-niveau de Fermi se déplace. La figure 10.7-a montre l'effet de dérive lorsque le détecteur "voit" alternativement le filtre L ( $3.85 \mu\text{m}$ ) et le volet froid ( $4.2 \text{ K}$ ). Au contraire, le filtre continûment variable (filtre très étroit), réduit les effets de l'émission du fond ambiant : pratiquement pas de dérive entre  $2.5$  et  $4.5 \mu\text{m}$  (fig. 10.7-b).



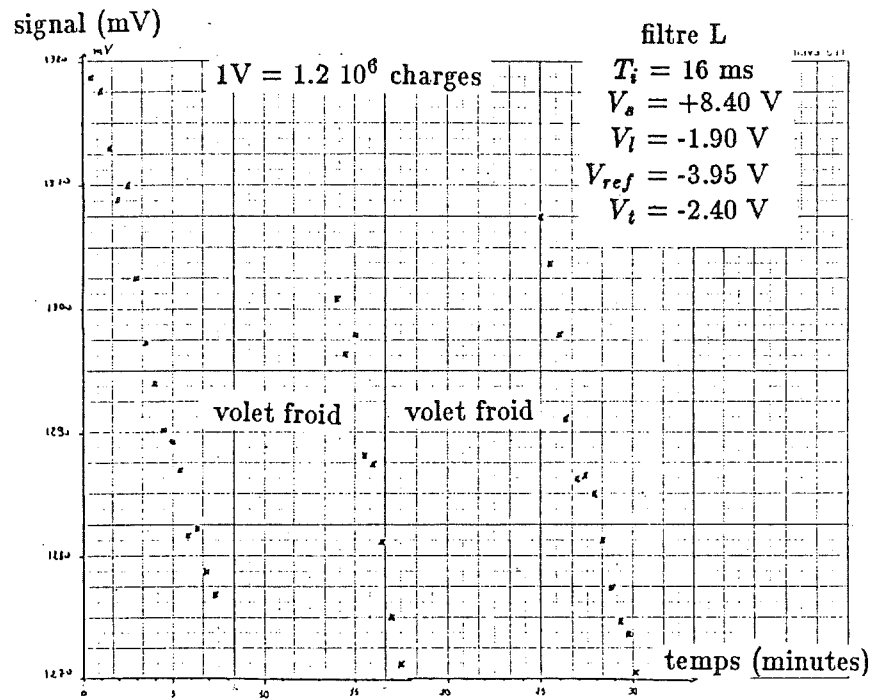


Fig. 10.7.a - Mesure de la dérive à  $3.85 \mu\text{m}$  provoquée par des expositions sous flux de photon nul.

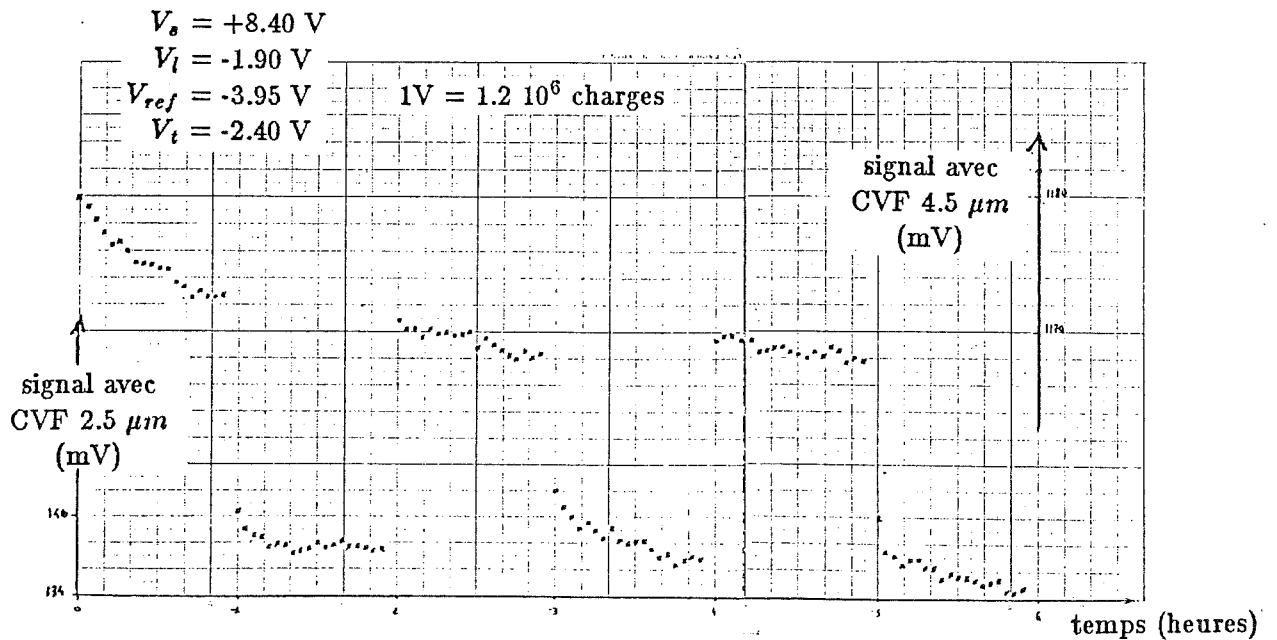


Fig. 10.7.b - Mesure de dérive avec le filtre continûment variable.

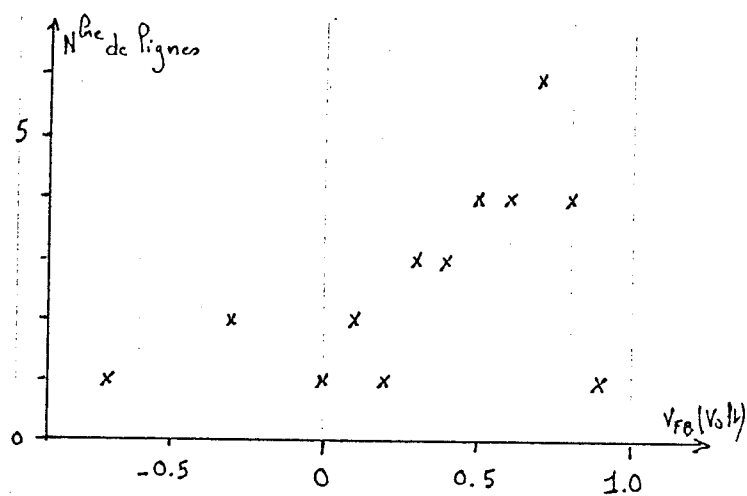


Fig. 10.8.a - Histogramme des tensions de bande plate de la matrice CID-SAT 32 x 32, avant étuvage de la mosaïque.

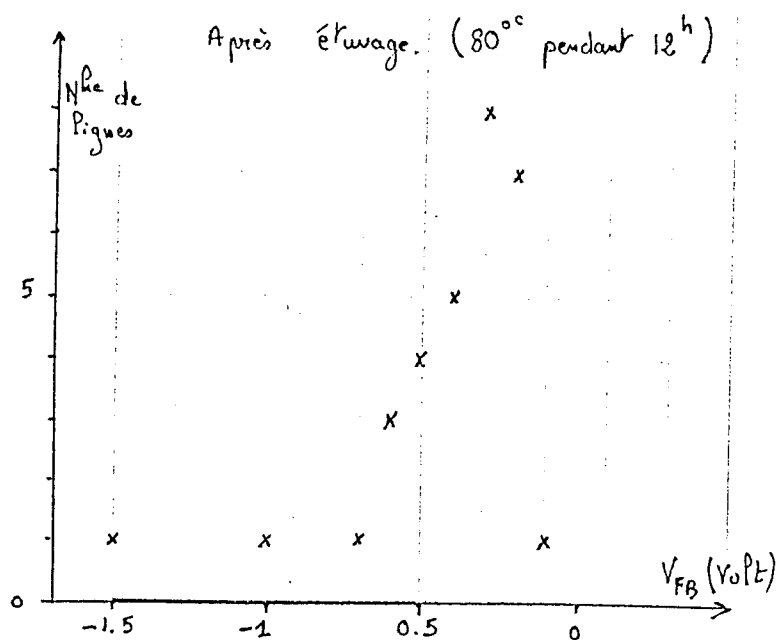


Fig. 10.8.b - Histogramme des tensions de bande plate de la matrice CID-SAT 32 x 32, après étuvage de la mosaïque à 80°C.

Le bon programme pour une nuit d'observation consiste à bien organiser son emploi du temps : par exemple, observer progressivement un objet depuis  $1 \mu m$  vers  $5 \mu m$ . En fait, il est possible de définir deux modes d'observation-sol, suivant l'émission du fond de ciel : le premier mode, avec rayonnement ambiant important pour  $\lambda > 3.5 \mu m$  et le second, sans ou très peu d'émission pour  $\lambda < 3.5 \mu m$ . L'effet de la longueur d'onde de travail est quasi-inexistant à l'intérieur d'un de ces modes, lorsque l'équilibre a été précédemment atteint. Par contre, il faut limiter l'exploration entre les deux modes si l'on veut optimiser le rendement de sa nuit d'observation.

#### X.4. Etuvage systématique.

Le détecteur InSb doit être stocké dans un air dépoussiéré, avec un faible degré hydrométrique. Après chaque fermeture du cryostat, les ingénieurs SAT nous ont conseillé d'étuver le détecteur CID. Pour réaliser cette opération, il faut aussi étuver le cryostat. Malheureusement, nous ne possédons pas d'étuve à la taille de nos cryostats (cf. VI.1). Nous utilisons alors le cryostat comme un thermostat. Après avoir atteint un vide primaire de l'ordre du pascal, nous introduisons de l'eau à  $80^\circ C$  dans la cuve centrale de l'enceinte qui est en contact thermique avec le détecteur (cf paragraphe VII.1). Cette température est maintenue pendant au moins 12 heures, sans arrêter le pompage primaire du cryostat. La durée de 12 heures est une valeur empirique qui correspond à une nuit d'étuvage.

La figure 10.8 met en évidence l'effet de l'étuvage sur les valeurs des tensions de bande plate (cf annexes A). Cet histogramme traduit la guérison de l'interface isolant-semiconducteur pendant l'étuvage. Lors de la réalisation de la matrice, une certaine quantité de charges à l'interface ou dans l'isolant provoque une prépolarisation de la structure MIS qui est en partie responsable de la tension de bande plate. Le décalage de cette tension signale donc une modification de la valeur de cette charge.

Pour protéger le détecteur lors de la remontée en température du cryostat, tous les supports de nos détecteurs CID sont équipés d'une résistance de chauffage. Cette résistance permet de fournir quelques degrés au détecteur qui n'est plus alors le point le plus froid du cryostat, sur lequel viennent se piéger les molécules relâchées dans les parties "chaudes" du cryostat.

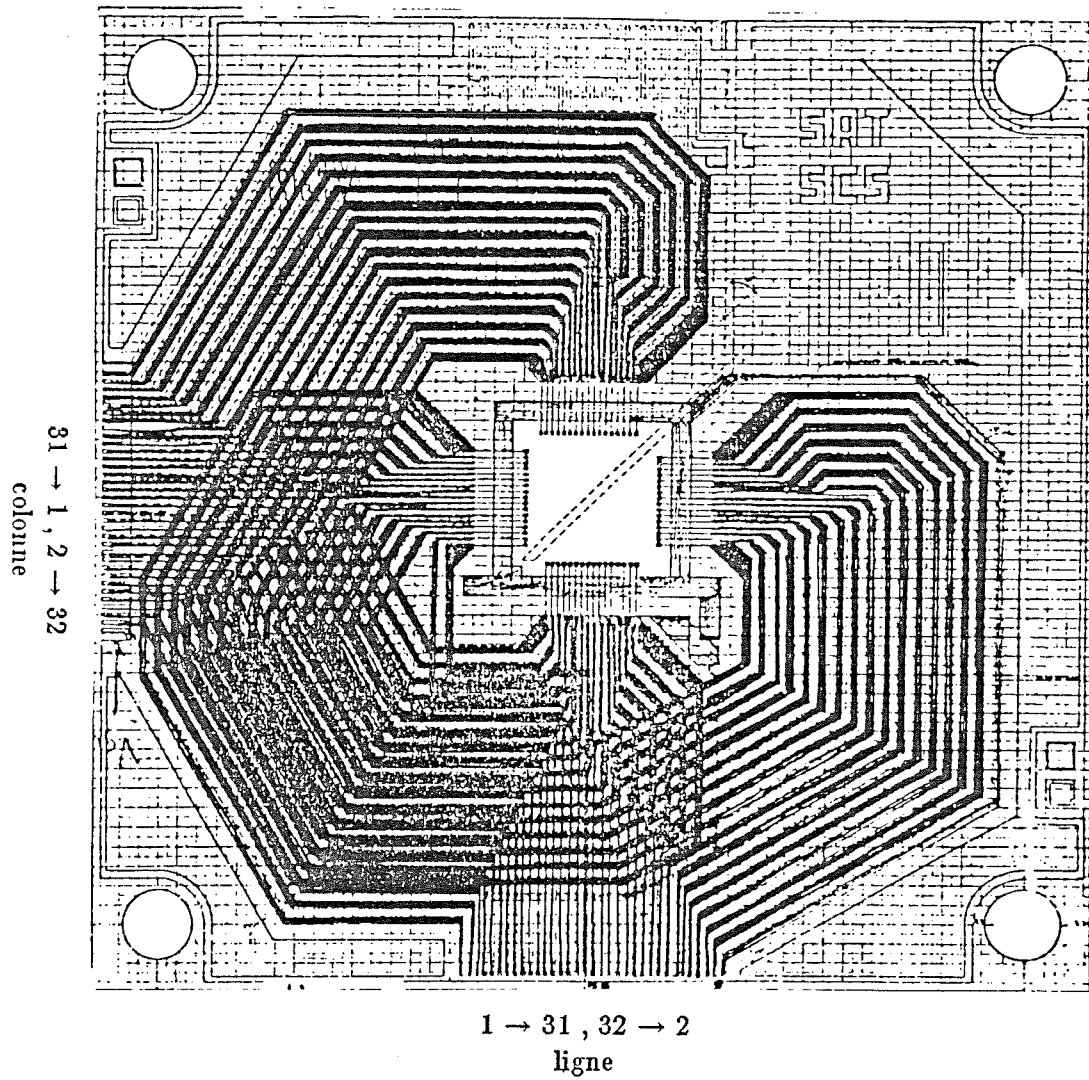


Fig. 10.9 - Schéma de la céramique utilisé pour les matrices CID-SAT 32 x 32 sol (cablage 1<sup>ère</sup> version).

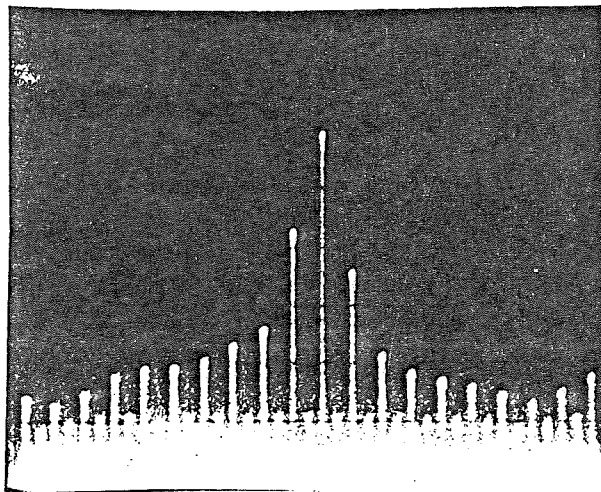


Fig. 10.10.a - Exemples de perturbations provoquées par les impulsions de transfert colonne, sur la ligne 17

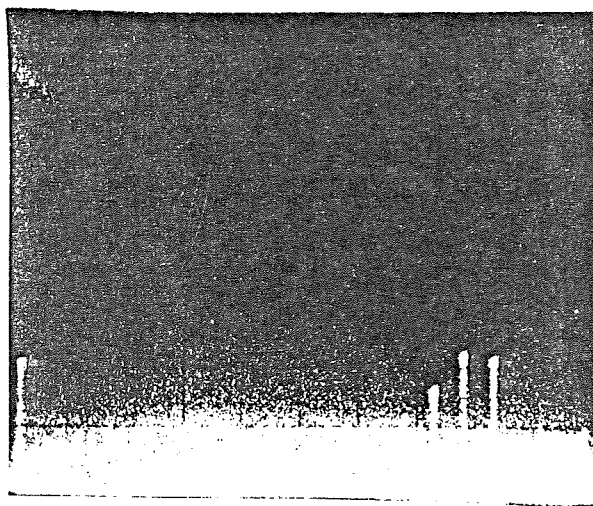


Fig. 10.10.b - Exemples de perturbations provoquées par les impulsions de transfert colonne, sur la ligne 18

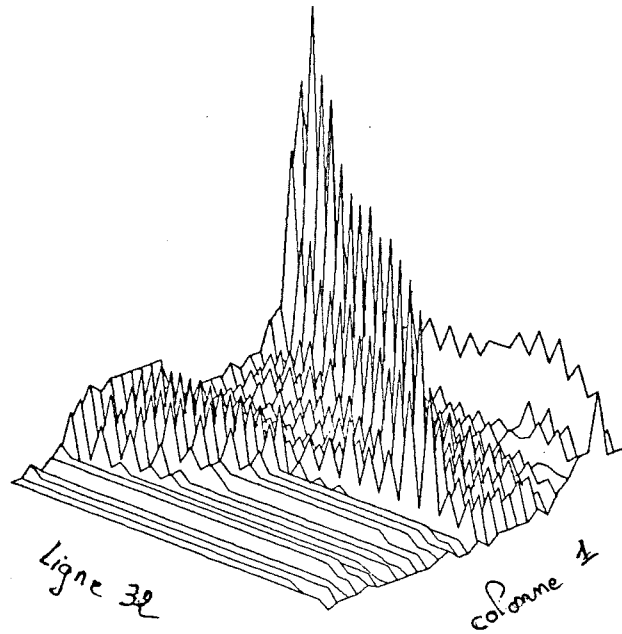


Fig. 10.11.a - Carte temporelle des effets de couplage capacitif entre les lignes impaires et les colonnes paires.

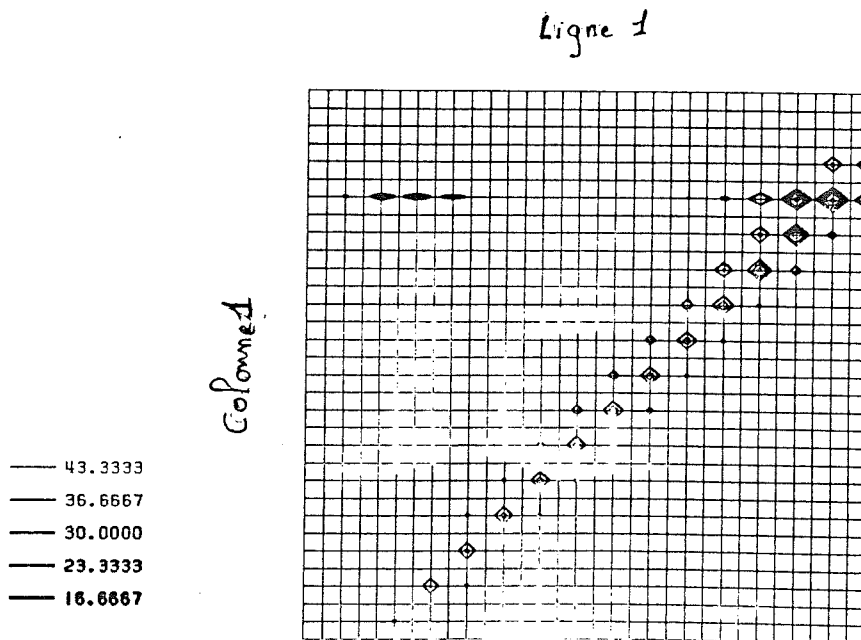


Fig. 10.11.b - Carte temporelle des effets de couplage capacitif entre les lignes impaires et les colonnes paires.

Cet étuvage obligatoire nous a conduit à installer sous la céramique de la matrice CID - ISO, une résistance de chauffage pour pouvoir étuver le détecteur, après installation dans le satellite. Le plan focal de la sonde spatiale devant être étuvé à  $60^{\circ}\text{C}$ , la résistance devrait nous permettre d'atteindre les 20 derniers degrés restant.

#### X.5. Effet de la céramique.

La céramique (1 pouce x 1 pouce) est un multicouche qui sert aussi de support pour la puce InSb. Des dépôts d'or constituent les chemins qui relient le détecteur vers l'extérieur (la liaison kapton dans le cas des matrices 32 x 32 sol). La figure 10.9 montre la disposition des pistes sur la céramique et le numérotage correspondant des lignes et des colonnes du détecteur. D'une part, le mode de cablage des lignes et des colonnes de la cible sépare les chemins pairs des chemins impairs. D'autre part sur les céramiques des détecteurs 32 x 32 sol, les 16 pistes des lignes impaires sont parallèles sur des distances variables avec les 16 pistes colonnes paires. Or les colonnes du détecteur sont toujours reliées à un potentiel fixe contrairement aux lignes. En particulier, pendant la période correspondant à la lecture d'une colonne, la ligne est "flottante". Lors de l'impulsion de transfert sur la colonne  $Y_{2k}$ , les lignes impaires dont les pistes sont à proximité de la piste colonne  $Y_{2k}$ , voient leur potentiel varier (fig. 10.10). La figure 10.11 représente l'amplitude de la perturbation créée par le potentiel de transfert sur le potentiel ligne. On constate que les lignes paires ne sont absolument pas perturbées et que les amplitudes maximum des perturbations de transfert sur les lignes impaires correspondent au transfert des dernières colonnes (26 - 32), là où la distance de couplage est la plus grande.

L'étude de la perturbation créée sur la ligne ne révèle aucun effet sur la lecture des informations du point de vue de l'électronique : la perturbation a lieu juste après le premier échantillon, et  $28 \cdot 10^{-6}$  seconde avant le deuxième, ce qui représente le temps nécessaire à la stabilisation de l'électronique (cf paragraphe VII.3.2). Par contre ces impulsions d'amplitude  $V_{ref} - V_t$  (de l'ordre du volt) modifient le potentiel grille de la ligne (au maximum 15 mV pour la ligne 7) pendant la durée du transfert, soit  $2 \cdot 10^{-6}$  seconde. Nous n'avons pas constaté sur la matrice, d'effet lié à ces impulsions : la cartographie de la réponse spatiale ne présente pas de corrélation avec l'effet céramique. Néanmoins la céramique de la matrice ISO évitera cette proximité entre les liaisons lignes et les liaisons colonnes (fig. 10.12).

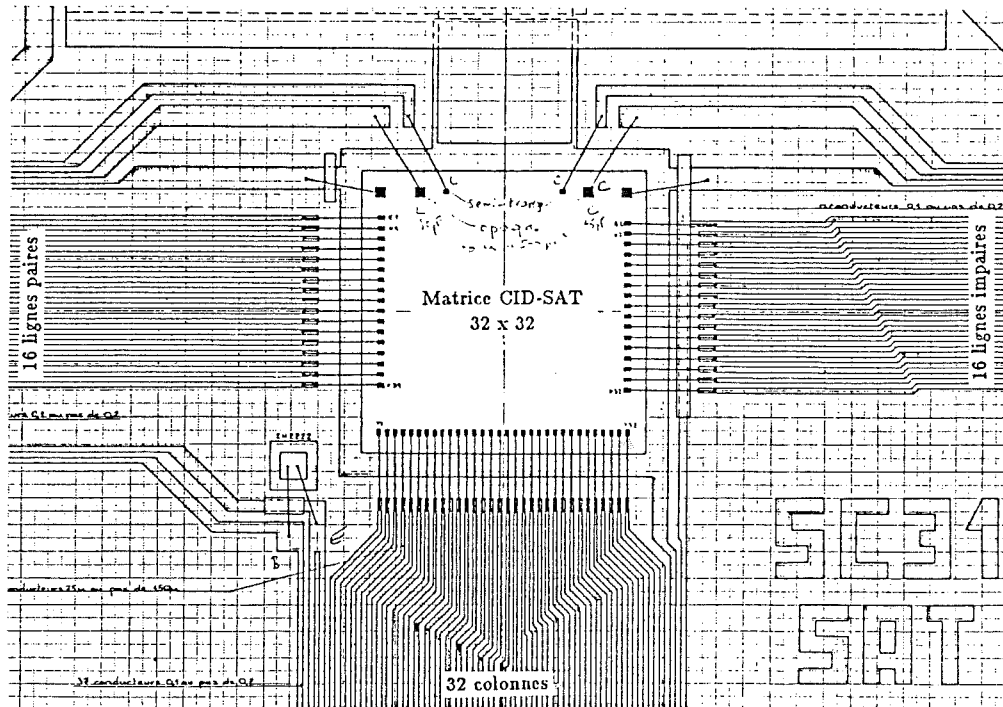


Fig. 10.12.a - Schéma de la céramique qui sera utilisée pour les matrices CID-SAT 32 x 32 ISO

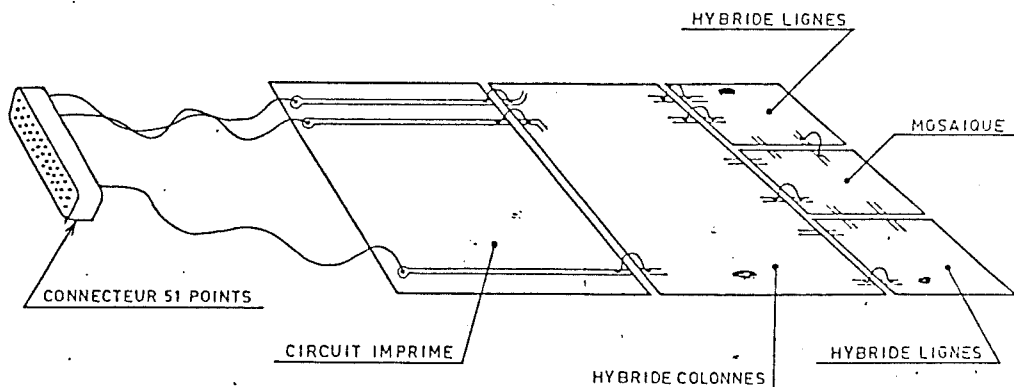


Fig. 10.12.b - Représentation de l'implantation de l'électronique froide (4.2 K) prévue pour la voie courte longueur d'onde de la caméra ISOCAM.



### X.6. Conclusion.

Malgré la présence de la liaison kapton dans les caméras sol, la diaphonie ne constitue pas une limitation : la matrice de dédiaphonisation corrige parfaitement cet effet. Sur les matrices ISO, la réduction des liaisons haute impédance doit rendre le taux de diaphonie quasi-nul.

La dérive du détecteur est surtout sensible dans la première heure après la mise sous tension. Ensuite, si l'on prend le soin de ne pas exposer la matrice à des fluctuations anarchiques de flux de photons, la dérive ne constituera plus un problème. Pour ISO, il faudra déterminer le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre, sous flux de photons nul.

L'effet inertiel de la réponse constitue une limitation importante pour les observations modulées. Il est actuellement trop tôt pour se prononcer sur une amélioration éventuelle. Ce sujet qui constitue la nouvelle priorité, sera étudié pendant l'étude des matrices ISO (automne 87).

# Chapitre XI

## Effets des radiations sur une matrice MIS

- 1 - Introduction.
- 2 - Intéraction des photons  $\gamma$  avec la matière.
  - 2.1 - Rappels sur les différents processus d'intéraction.
  - 2.2 - Calcul du nombre d'événements (modèle Pichel & Petroff).
  - 2.3 - Moyenne de l'énergie déposée par événement.
- 3 - Influence des radiations sur la capacité MIS.
  - 3.1 - Effet sur l'isolant.
  - 3.2 - Effet sur la zone de déplétion.
  - 3.3 - Effet des ions lourds.
- 4 - Résultats expérimentaux.
  - 4.1 - Méthodologie.
  - 4.2 - Prévision théorique du nombre d'événements.
  - 4.3 - Interprétation des résultats.
  - 4.4 - Effets sur l'électronique du plan focal ISO.
- 5 - Conclusion.

## Effets des radiations sur une matrice MIS.

Sur son orbite 24 heures, le satellite ISO traversera une fois par jour la ceinture de Van Allen. Cette zone est connue pour son pouvoir de confinement des particules chargées issues des interactions entre les rayons cosmiques et l'atmosphère terrestre (fig. 11.1). En conséquence, le satellite ISO (durée de vie prévue :  $18 \pm 6$  mois) sera soumis à un niveau de radiations comparable à celui de la sonde Voyager pendant son exploration du système solaire. Les principaux effets de cette irradiation naturelle consistent en la création de pulses dans le détecteur produit par les protons et les électrons de la ceinture de Van Allen. Ce risque existe surtout lorsque le satellite traverse la "région anormale" du Sud Atlantique et à un degré moindre dans les régions "chaudes" de la ceinture de Van Allen.

### XI.1. Introduction.

Les rayons cosmiques sont composés pour 98 % de nucléons (87 % protons, 12 % particules  $\alpha$  et 1 % de noyaux dont le nombre de nucléons est supérieur à 3) pour seulement 2 % d'électrons. Seule une protection contre les électrons est envisageable (fig. 11.2). Pour les nucléons, on peut seulement décaler le seuil de l'énergie minimale (fig. 11.3). Une paroi en aluminium de 12 mm d'épaisseur, constituera l'enveloppe extérieure du satellite. Dans ces conditions, tous les électrons seront arrêtés dans l'épaisseur de l'enveloppe. Cependant l'interaction d'un électron sur la matière crée un flux d'électrons secondaires (effet Bremsstrahlung). Nous allons étudier cet effet en bombardant le cryostat par des rayons  $\gamma$ . Il n'est pas prévu d'exposer la matrice InSb CID-SAT 8 x 8 devant une source de nucléons.

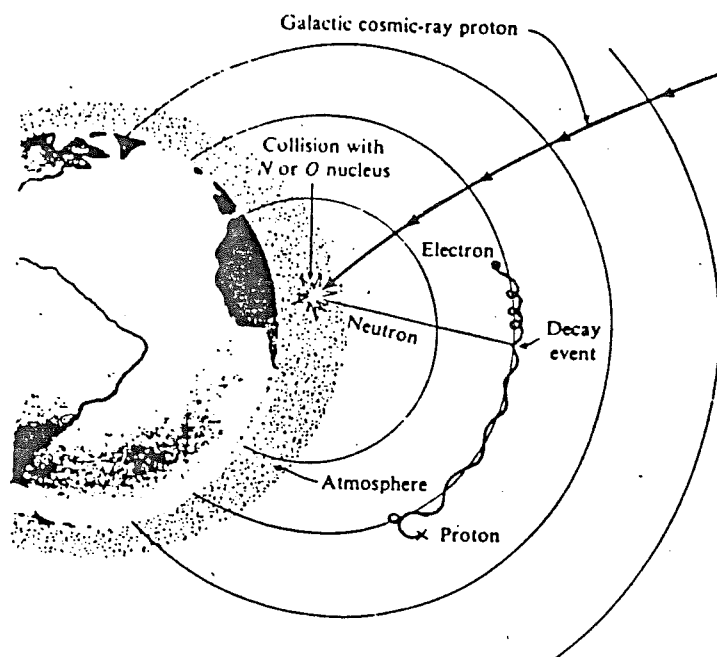


Fig. 11.1.a - Interaction des rayons cosmiques sur l'atmosphère terrestre.  
Confinement des particules chargées par la ceinture de Van Allen.

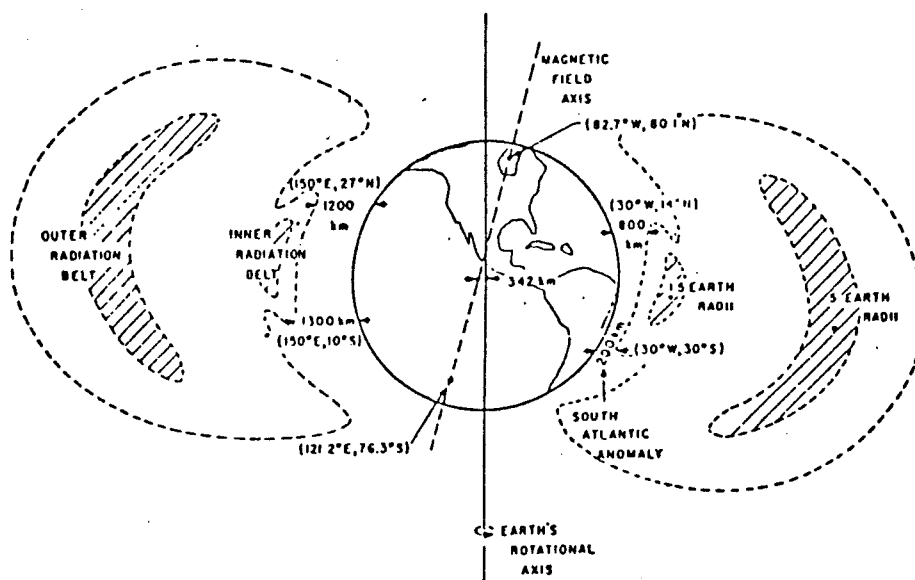


Fig. 11.1.b - Localisation des zones de confinement.

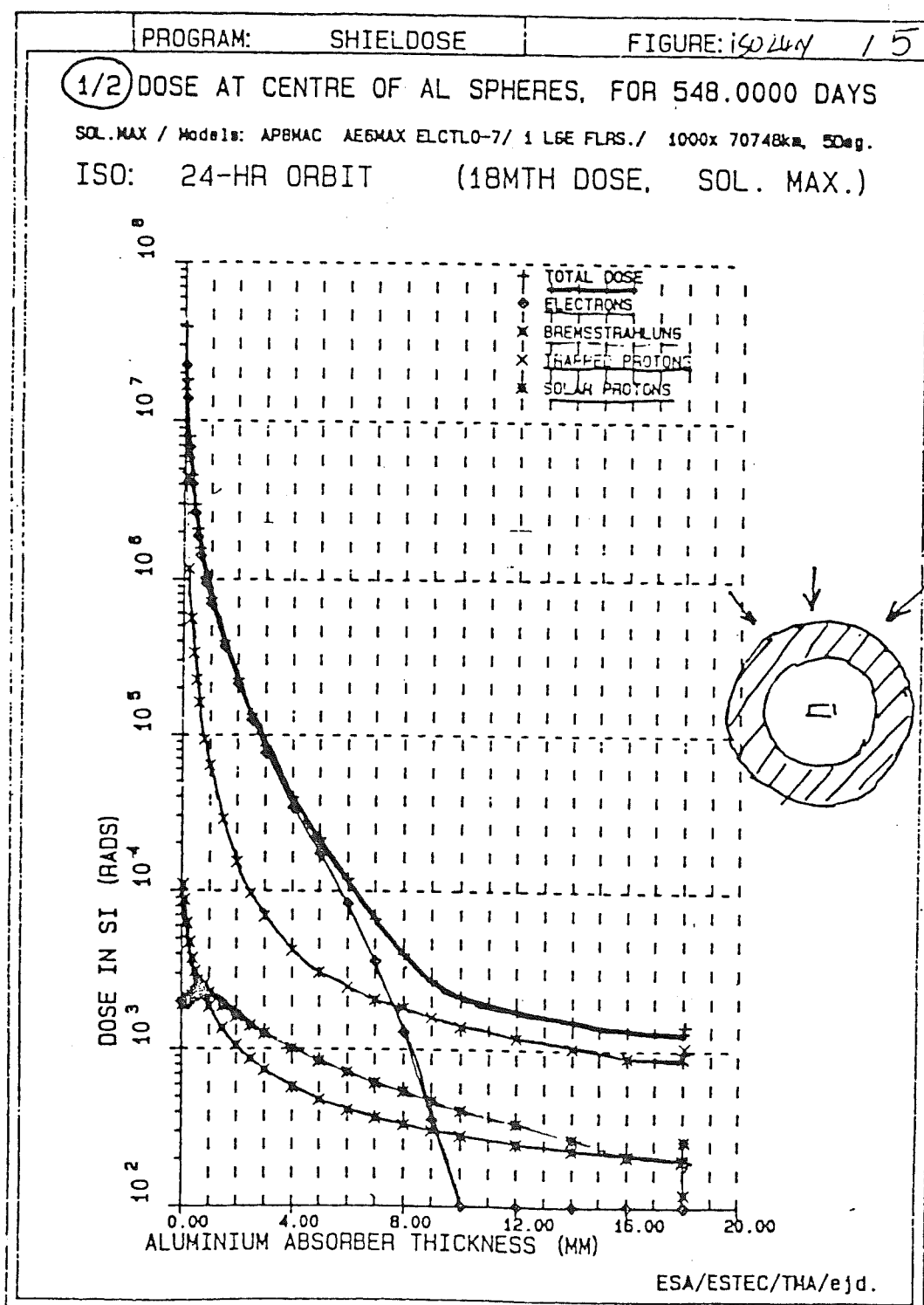


Fig. 11.2 - Efficacité de l'aluminium suivant le type de radiation.  
(protection circulaire)

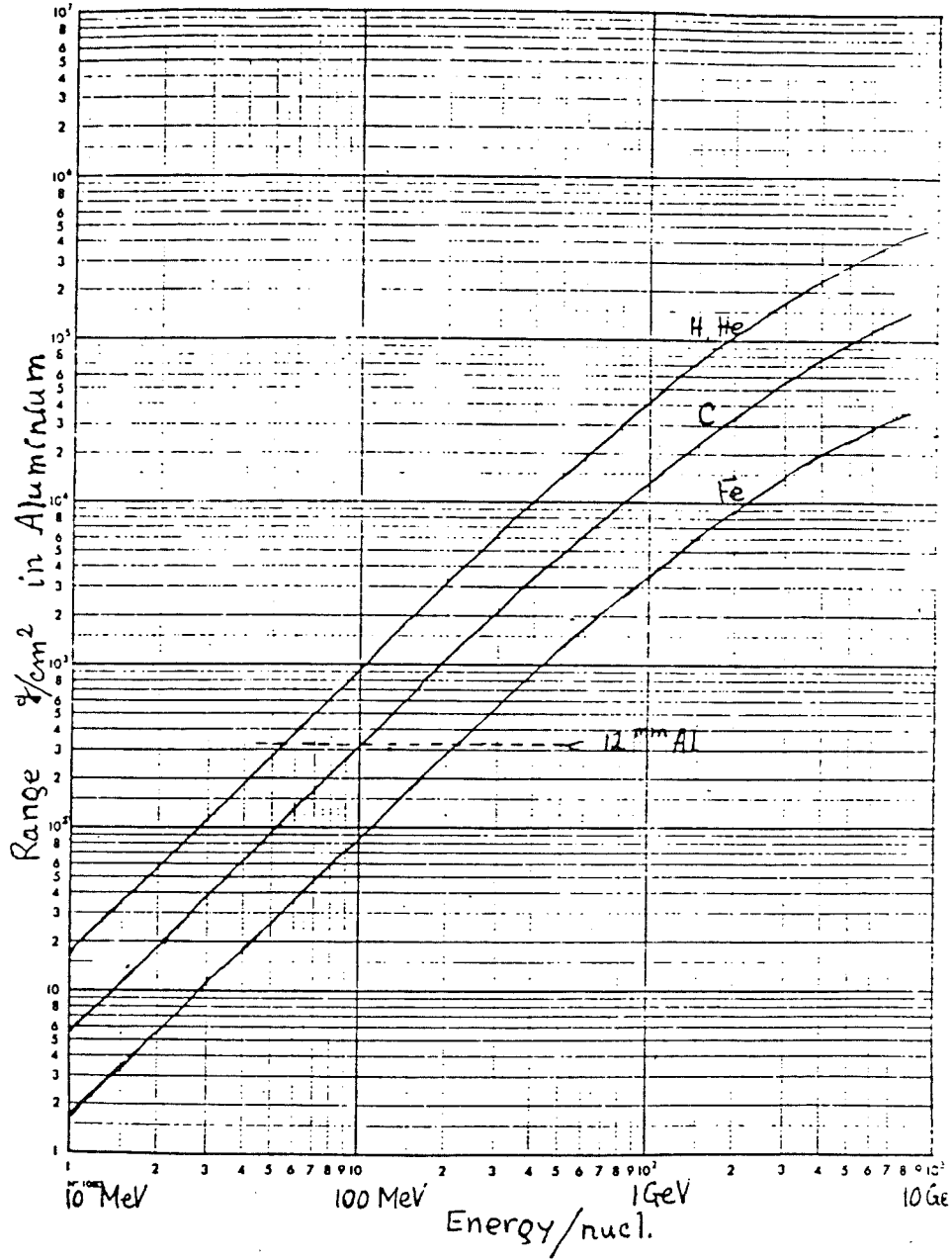


Fig. 11.3 - Protection contre les nucléons : déplacement du seuil.

XI.2. Intéraction des photons  $\gamma$  avec la matière.

On considère un faisceau de photons d'énergie  $E = h\nu$ . Dans le domaine des rayons  $\gamma$  où  $E_\gamma$  est supérieure à 50 Kev, trois processus d'intéraction interviennent : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la matérialisation. Leur importance relative dépend des photons  $\gamma$ , de leur énergie  $E_\gamma$  et du numéro atomique  $Z$  du matériau traversé.

## XI.2.1. Rappels sur les différents processus d'intéraction.

## XI.2.1.a. Effet photoélectrique.

Le photon d'énergie  $E_\gamma$  arrache à un atome, un électron lié à la couche K ou L, d'énergie de liaison  $B$ . Le reste de l'énergie disponible est emporté par l'électron sous forme cinétique  $T = E_\gamma - B$ .

La section efficace de l'effet photoélectrique varie comme  $Z^5$  et sa dépendance en énergie est  $E^{-7/2}$ .

## XI.2.1.b. Effet Compton.

C'est la diffusion des photons par les électrons atomiques. Les énergies de liaison des électrons peuvent être considérées comme négligeables devant l'énergie cédée à l'électron lors du choc.

La section efficace de diffusion Compton est proportionnelle à  $Z$  et varie en fonction de l'énergie  $E_\gamma$  du photon comme  $E^{-1}$ .

## XI.2.1.c. Production de paires.

C'est la réaction  $h\nu \longrightarrow e^- + e^+$ . Elle peut avoir lieu en présence d'un noyau ou d'un électron qui emporte une certaine quantité de mouvement.

La section efficace de création de paires est proportionnelle à  $Z^2$  et varie comme  $\text{Log}(E)$  à haute énergie. Les électrons sont émis vers l'avant, dans un cône d'ouverture angulaire d'autant plus petite que  $E$  est grand.

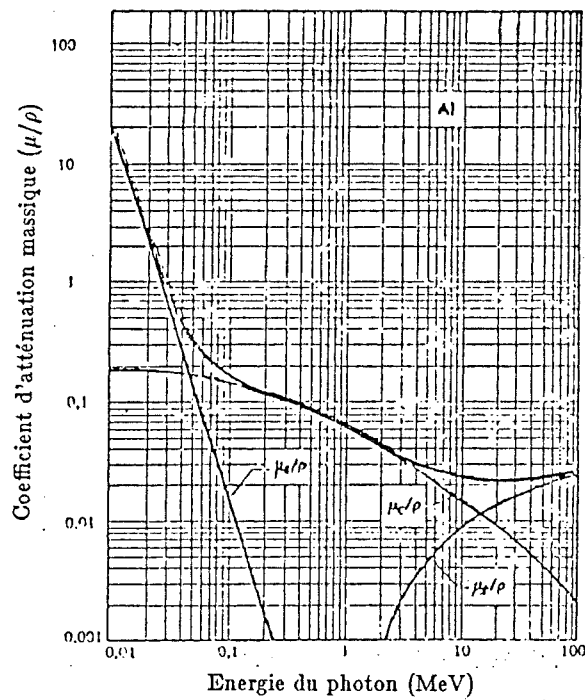


Fig. 11.4.a - Importance relative des différents processus dans le cas de l'aluminium. (pour obtenir les coefficients en  $cm^{-1}$ , multiplier par la masse volumique de Al,  $\rho = 2.70 g.cm^{-3}$ )

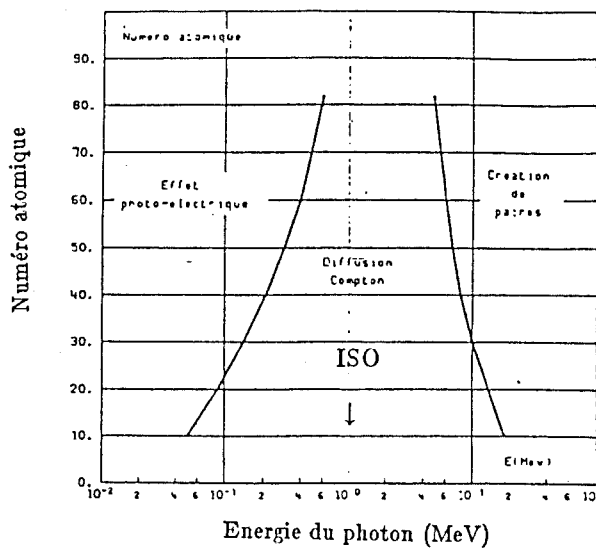


Fig. 11.4.b - Importance relative des différents processus d'interaction en fonction de l'énergie incidente des photons Gamma.



XI.2.1.d. Coefficient d'atténuation.

Soit un faisceau de photons d'énergie  $E_\gamma$ , d'intensité  $I$ . Lors de l'interaction d'un photon par l'un des trois effets cités ci-dessus, un photon d'énergie  $E_\gamma$  disparaît du faisceau.

$$dI = -\sigma N I dx \quad I = I_0 e^{-\sigma N x} = I_0 e^{-\mu x}$$

$N$  : nombre atomes  $cm^{-3}$

$$\sigma = \sigma_{ph} + \sigma_{Compton} + \sigma_{paires}$$

$$\mu = \sigma N$$

$\mu$  est le coefficient d'atténuation par unité de longueur, pour un matériau donné.

L'importance relative des différents processus est fonction du numéro atomique  $Z$  et de l'énergie  $E_\gamma$  des photons incidents (voir fig. 11.4-a). Dans le satellite ISO, l'énergie moyenne incidente sera de l'ordre du Mev et le phénomène de diffusion Compton prédominera (fig. 11.4-b).

XI.2.2. Calcul du nombre d'événements

(modèle Pichel & Petroff). <sup>(44)</sup>

Il faut distinguer entre les impacts créés directement par les rayons  $\gamma$  et ceux qui proviennent de l'interaction des électrons secondaires sur le détecteur. Le nombre total d'événements observables sera égal à la somme des impacts produits par les rayons  $\gamma$ , plus ceux des électrons secondaires.

XI.2.2.a. Nombre d'impacts créés directement par le rayonnement  $\gamma$ .

Si  $\mu$  est le coefficient d'absorption, le nombre de photons arrêtés par unité de surface et par unité de temps, pour un flux  $\phi$  à la distance  $dx$ , est :  $dN = d\phi = -\mu \phi dx$

Si  $A$ , la surface de la coupe transverse est une fonction de  $x$ , alors le nombre d'interactions par unité de temps dans le volume du détecteur, est :

$$\dot{R}_i(E_\gamma) = \mu(\rho_d, Z_d, E_\gamma) \int A(x) \phi(E_\gamma) dx$$

Si  $\phi$  est supposé être uniforme dans tout le volume de la zone de déplétion du détecteur, alors :

$$\dot{R}_i(E_\gamma) = \mu(\rho_d, Z_d, E_\gamma) V_d \phi(E_\gamma)$$

Le nombre d'événements "internes" est indépendant de l'orientation du flux. Il est simplement proportionnel au volume "utile" du détecteur

#### XI.2.2.b. Nombre d'impacts créés indirectement par le rayonnement $\gamma$ .

Pour évaluer cet effet, nous considérons seulement les événements produits par les électrons secondaires d'énergie  $E_e$  et de longueur de diffusion  $L(E_e)$ . Pour une orientation donnée, le modèle choisi définit un volume  $V(E_e)$  dans lequel les électrons secondaires peuvent atteindre le détecteur et le pénétrer :

$$V(E_e) = A_p(\theta, \phi) L(\rho_c, E_e)$$

$A_p(\theta, \phi)$  est la surface du détecteur projetée dans la direction perpendiculaire au flux. En sommant sur toutes les directions,  $\bar{V}(E_e) = \bar{A}_p L(\rho_c, E_e)$

Ainsi pour une énergie donnée, le nombre d'événements dûs aux électrons secondaires d'énergie  $E_e$  est :

$$\dot{R}_e(E_e) = \mu(\rho_c, Z_c, E_\gamma) \Psi(E_e, E_\gamma) \bar{A}_p L(\rho_c, E_e) \phi(E_\gamma)$$

où  $\rho_c$  et  $Z_c$  sont les paramètres relatifs au matériau composant le cryostat.  $\Psi(E_e, E_\gamma)$  est la probabilité d'émission d'un électron d'énergie  $E_e$  par interaction d'un photon d'énergie  $E_\gamma$ .

En sommant sur toutes les énergies des électrons secondaires, le nombre d'événements devient

$$R_e(E_e) = \mu(\rho_c, Z_c, E_\gamma) \bar{A}_p L(\rho_c, E_\gamma) \phi(E_\gamma)$$

où

$$\bar{L}(\rho_c, E_\gamma) = \int_0^{E_\gamma} L(\rho_c, E_e) \Psi(E_e, E_\gamma) dE_e$$

## XI.2.2.c. Total du nombre d'événements.

En combinant les deux processus, nous obtenons un nombre d'événements qui est fonction de l'énergie du rayonnement gamma  $E_\gamma$  (Mev), des dimensions du détecteur  $l, h, w$  et des paramètres  $\rho_i, Z_i, A_i$  du détecteur et du cryostat :

$$\dot{R}(E_\gamma) = \phi(E_\gamma) [\mu_d(E_\gamma) V_d + \mu_c(E_\gamma) \bar{A}_p \bar{L}_c(E_\gamma)]$$

$$V_d = l h w$$

$$A_p = (lw + lh + hw)/2$$

$$L_c = \frac{\sigma_s \bar{L}_{\sigma,s} + \tau_s \bar{L}_{\tau,s} + g \kappa_s \bar{L}_{\kappa,s}}{\sigma_s + \tau_s + \kappa_s}$$

$$\mu = \sigma + \tau + \kappa$$

Le coefficient d'absorption Compton est donné par les formules de Klein & Nishina <sup>(44)</sup>. Le coefficient d'absorption photoélectrique ainsi que le coefficient de production des paires peuvent être approximés par des formules empiriques ou trouvés dans des tableaux de données <sup>(44)</sup>. Dans la matérialisation, deux particules sont émises. La probabilité pour que chacune de ces particules pénètrent le détecteur est élevée. Dans les deux autres processus, une seule particule est émise. Pour cette raison,  $g = 1.5$ .

## XI.2.3. Moyenne de l'énergie déposée par événement.

Connaissant le nombre d'événements par unité de temps et de surface, nous voudrions maintenant calculer le nombre de paires créées par événement. Ce calcul est conditionné par les valeurs des numéros atomiques du détecteur ( $Z_{InSb} = 50$ ) et du cryostat ( $Z_{Al} = 13$ ). Pour des  $Z$  différents, mais faibles, proche de l'aluminium ou du silicium, le résultat est valide lorsque l'énergie du rayonnement  $\gamma$  est comprise entre 0.1 et 3 Mev. Pour des matériaux dont le  $Z$  serait compris entre 30 et 50, l'intervalle d'énergie est réduit à 0.5 - 2 Mev. Pour tester notre détecteur InSb dans son cryostat en dural ( $\simeq 98$  % d'aluminium) nous avons choisi une énergie incidente de 1.1 Mev.

Lorsque la condition est remplie, la dose de radiation est indépendante de la géométrie et de la densité des matériaux détecteur et cryostat. La dose de radiation peut être exprimée comme le produit du nombre d'interactions (par seconde et par gramme de matériau) multiplié par l'énergie moyenne transmise à un électron secondaire, pendant l'interaction.

En appliquant la même démarche que pour le calcul du nombre d'impacts internes, le nombre d'interactions par seconde dans un gramme de matériau est :

$$N = \frac{\mu}{\rho} \phi$$

L'énergie moyenne déposée dans le détecteur par seconde est alors :

$$\mu \phi E_e V_d \text{ (Mev.s}^{-1}\text{)}$$

où  $E_e(E_\gamma)$  est l'énergie moyenne des électrons secondaires, émis par interaction des rayons  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma$  sur le cryostat.  $E_e$  est la moyenne pondérée des énergies des électrons dans les différentes interactions Compton, photoélectrique et production de paires.

La quantité d'énergie déposée doit être égale au produit du nombre d'événements  $\dot{R}$  par l'énergie moyenne  $\bar{E}'$  déposée par événement :

$$\mu \phi \bar{E}_e V_d = \dot{R} \bar{E}'$$

L'effet moyen des impacts, en terme de nombre de paires électron-trou créées dans le détecteur par événement, est alors :

$$G' = \frac{\bar{E}'}{\varepsilon_d}$$

$\varepsilon_d$  est l'énergie d'ionisation pour le matériau détecteur.

### XI.3. Influence des radiations sur la capacité MIS.

En mode d'intégration de la capacité MIS, le potentiel de grille crée un champ électrique dans l'oxyde ainsi que dans la zone de déplétion du semiconducteur. Au contact de la matière, les particules énergétiques génèrent des paires électrons trous. Dans une région neutre comme le substrat, les charges créées se recombinent dans un laps de temps  $\tau$  très court ( $10^{-8}$  seconde) et n'ont donc pas d'effet durable. Par contre dans les régions où règne un champ électrique, les porteurs libres sont séparés.

#### XI.3.1. Effet sur l'isolant.

Les électrons secondaires génèrent des paires électrons-trous dans le film d'oxyde. Les trous relativement immobiles dans l'isolant, sont piégés ou recombinés avant qu'ils n'aient pu sortir de l'oxyde. Les électrons plus mobiles migrent sous l'effet du champ électrique. Le départ des électrons introduit une charge d'oxyde fixe et positive dans l'isolant. D'autre part, les radiations créent de nouveaux états d'interface à l'interface isolant-semiconducteur <sup>(45)</sup> :

porteurs	mobilité ( $V^{-1}.cm^2.s^{-1}$ )
électrons	20
trous	$2 \cdot 10^{-5}$

Tableau 11.5 - Mobilité des porteurs dans  $SiO_2$  à  $20^\circ C$

L'influence de la polarisation lors de l'exposition au rayonnement  $\gamma$  modifie le comportement des porteurs libres générés dans l'isolant. Si aucun champ électrique ne règne dans l'oxyde, les porteurs libres se recombinent. Seul un petit nombre de trous seront piégés et aucune charge significative ne sera introduite dans l'isolant. Si un champ électrique apparaît, les électrons transitent rapidement dans l'isolant et la charge positive devient significative. Si la grille est positive, la charge d'oxyde positive apparaît à l'interface isolant-semiconducteur. Le niveau de radiation fixera la progression à l'intérieur de l'isolant. Une partie de cette charge sera imagée à la surface du semiconducteur et les mesures des MIS présenteront un important décalage. Si au contraire, la tension grille est négative pendant l'irradiation, la charge d'oxyde positive sera formée à l'interface métal-isolant et progressera dans l'oxyde pendant l'exposition. La charge image est maintenant créée dans la grille et les mesures de la MIS ne présenteront pas de décalage tant que la charge d'oxyde restera faible <sup>(45)</sup> (fig. 11.6).

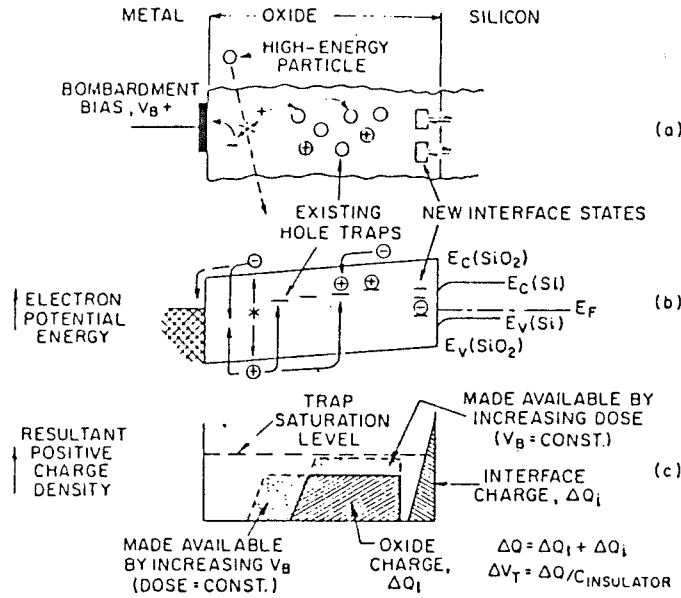


Fig. 11.6.a - Modèle de l'effet des radiations hautes énergies sur les structures MIS : (a) coupe de la structure, (b) figure des bandes d'énergie, (c) distribution de la charge d'oxyde.

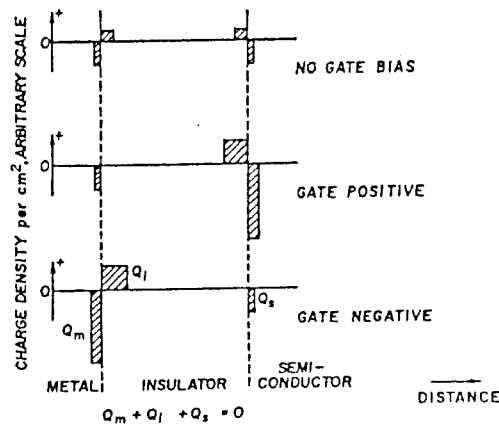


Fig. 11.6.b - Modèle des différentes distributions de charge d'espace positive, en fonction de la valeur de  $V_g$  pendant les radiations. Les charges image dans l'oxyde et dans le semiconducteur sont représentées.

Si en plus de la capture des trous, un petit nombre d'électrons sont piégés ou si l'isolant est quelque peu conducteur (certains films d'oxyde nitrure-silicium), alors la charge d'oxyde ne peut pas apparaître.

La qualité de l'interface isolant-semiconducteur avant irradiation influence fortement le nombre d'états d'interface créés pendant l'exposition pour un système MOS ( $SiO_2 - Si$ )<sup>(46)</sup>.

Le seul processus qui puisse annuler les dommages créés par le rayonnement est la recombinaison d'électrons mobiles avec les trous piégés. A la température de l'hélium liquide, la recombinaison naturelle d'origine thermique est strictement impossible :  $kT = 0.36$  meV. Les seuls espoirs de guérison sont soit le recuit thermique (T de l'ordre de  $80$  °C), soit l'illumination par ultra-violet. La première solution est totalement impossible dans le satellite cryogénique ISO. La seconde méthode consiste à éclairer la structure MIS avec une source UV qui injecte des électrons depuis la bande de valence du semiconducteur vers la bande de conduction de l'isolant.

### XI.3.2. Effet sur la zone de déplétion.

Sous l'effet du champ électrique présent dans le puits, les porteurs libres créés par le flux Gamma s'additionnent aux charges générées par le rayonnement lumineux. La lecture est faussée. La remise à zéro du puits de potentiel par recombinaison des porteurs libres rétablit sa neutralité. Le pixel est alors prêt pour la lecture suivante. L'image correspondante sera perturbée mais la matrice ne sera pas détériorée.

### XI.3.3. Effet des ions lourds.

La probabilité d'impact par un ion lourd (seulement 2 % du rayonnement cosmique) est extrêmement faible. L'ion lourd va traverser complètement la structure en interagissant sur la matière pendant tout son trajet. Le résultat est un effet de cheminée dans la capacité MIS (fig. 11.7) : les paires créées le long du parcours de

l'ion sont collectées par le champ électrique. Cet impact saturera le pixel touché et polluera l'oxyde à cet endroit.

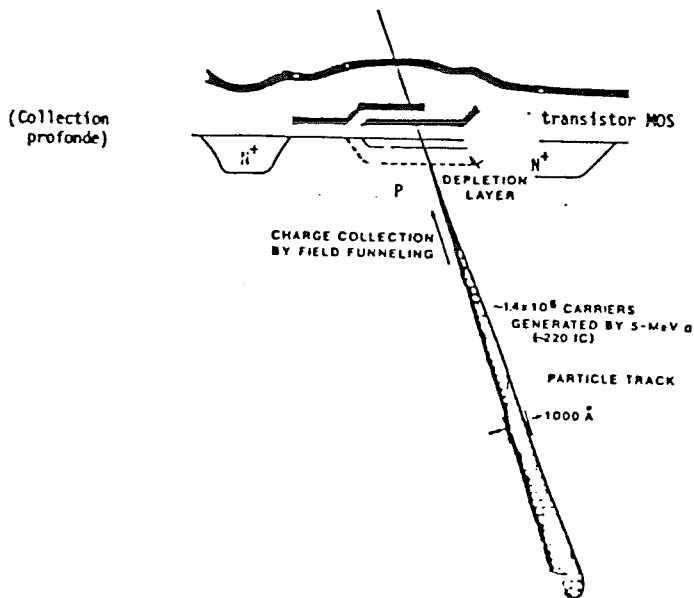


Fig. 11.7 - Effet de cheminée dans une structure MOS, créée par un ion lourd.

L'ion lourd va d'abord créer des ions secondaires dans les différentes couches environnant le détecteur, avant d'atteindre la structure MIS. Les ions secondaires peuvent eux aussi rencontrer la capacité sur leur trajet. Le diamètre de l'impact d'un ion lourd est de l'ordre du micron. Ainsi, le défaut créé par un ion lourd dans un pixel de pas 100 x 100 microns (dimensions de la matrice 32 x 32 ISO) représentera 1/10<sup>4</sup> de sa surface, donc pas de risque destructif d'une cellule élémentaire par un ion lourd.

En résumé, l'effet radiatif sur une structure MIS se décompose en deux parties

- perturbation de l'information présente dans le puits de potentiel : effet temporaire mais pas néfaste pour la structure
- modification de la qualité de l'isolant : effet durable qui perturbe le fonctionnement futur de la structure.
- A même dose de radiation, les "dégats" causés par les protons ou les électrons sont les mêmes, la dose cumulée constitue donc le paramètre critique.



## XI.4. Résultats expérimentaux.

Le premier test en radiation, réalisée à CAPRI (CEA-Saclay), s'est déroulé sur trois jours avec le calendrier suivant : 100 rad/h la première journée, 500 rad/h la deuxième et enfin 1300 rad/h le dernier jour. La dose cumulée à raison de 5 heures d'exposition par jour est de 10 Krad. Cette dose est environ 5 fois supérieure à celle prévue dans le plan focal du satellite. Malgré les conditions de vieillissement accéléré, aucune détérioration physique du détecteur infrarouge n'est apparue. Les courbes  $C(V)$  sont restées stables (précision 100 mV) et la matrice CID - SAT 8 x 8 semblait insensible à la présence du rayonnement  $\gamma$  en mode de détection photonique. Ces mesures furent réalisées pour étudier le comportement global de la matrice. Une série de mesures fines se devait de compléter ces résultats.

## XI.4.1. Méthodologie.

Le but de cette seconde campagne est la détection des impacts créés dans les cellules élémentaires de la matrice. Afin de calibrer très précisément la dose instantanée reçue par le détecteur 8 x 8, la source de photons  $\gamma$  utilisée est du cobalt 60. Pour éviter tout rayonnement lumineux parasite, le cryostat est entièrement fermé. Dans l'enceinte refroidie à 4.2 K, une ampoule contrôlée par une tension réglable au mV près, constitue notre source photonique. Le détecteur installé dans une petite boîte fermée reçoit le flux lumineux au travers d'un filtre à 2.25  $\mu m$ . Pour un temps d'intégration de 8 ms, la lampe est alimentée sous 700 mV, la charge lue représente alors 4/5 de la saturation (la charge stockable maximum =  $2.5 \cdot 10^6$  charges/pixel).

Dans cette expérience, seul le détecteur est soumis aux radiations. L'électronique proche (hors cryostat) est protégée par des briques de plomb. Des câbles coaxiaux de 4 mètres relient l'électronique proche (chambre d'irradiation) vers l'électronique de lecture (zone non irradiée). Le passage de ces câbles à travers d'épais murs en béton, rompt la continuité de notre blindage électromagnétique. La présence de nombreux moteurs dans le site, provoque des impulsions parasites sur l'alimentation secteur. Ces perturbations vont limiter la précision de nos mesures (bruit de lecture trop élevé).

Trois paramètres sont à notre disposition pour étudier le comportement de la matrice :

- les sources de cobalt 60 sont escamotables, ceci nous permet de retirer les sources  $\gamma$  pour comparer la réponse du détecteur suivant la présence du rayonnement  $\gamma$
- la tension d'alimentation de la source lumineuse est commandée depuis l'extérieur de la chambre. En position allumée, nous pouvons suivre l'évolution de la réponse du détecteur en fonction de la dose accumulée (effet sur l'isolant)
- le temps d'intégration est contrôlé depuis l'électronique de lecture. Sans la source lumineuse et avec le temps d'intégration maximum (2 secondes), nous voulons observer les impacts dans les puits de potentiels.

Avant le début de l'irradiation, nous relevons les 64 réponses de la matrice 8 x 8, éclairée par la lampe alimentée sous 700 mV. Après soustraction de la charge d'obscurité, nous obtenons la carte réponse du détecteur. Cette carte sera renouvelée à la fin du test. Afin de contrôler la variation du nombre de pièges présents dans l'isolant, nous relevons aussi les courbes  $C = f(V_g)$  pour toutes les lignes de la matrice avant et après irradiation.

Après introduction du cryostat dans la chambre d'irradiation, nous observons le signal d'un pixel unique, avec le Takeda TR 9405A (fig. 11.8). Pendant toute l'expérience, un dérouleur papier enregistre la réponse de ce pixel test.

#### XI.4.2. Prévion théorique du nombre d'événements.

La source escamotable de Cobalt 60 libère un flux de rayons  $\gamma$  dont le spectre d'énergie présente un maximum autour de 1.1 Mev. Son interaction sur l'environnement du détecteur (cryostat, écrans intermédiaires et mécanique interne) génère un flux d'électrons secondaires dont le spectre d'énergie est centré sur 500 Kev.

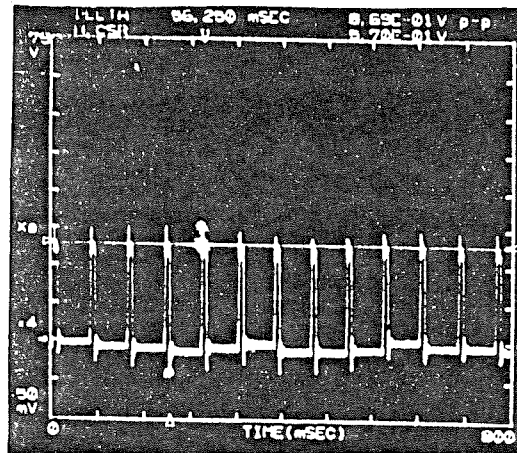


Fig. 11.8 - Exemple de mesure réalisée au Takeda.

La dose instantanée reçue par le détecteur est estimée à 500 rad/h, soit une dose cumulée de 2.5 Krad pour 5 heures d'exposition.

Par définition, un rad représente la quantité de radiation qui cède  $10^{-5}$  Joule par gramme de matière traversée.

La relation suivante relie le flux de photons gamma au nombre de rad, ( $E_\gamma$  exprimée en eV)

$$\phi(E_\gamma) = \frac{\text{dose masse volumique } 10^{-5}}{\mu(E_\gamma) E_\gamma q}$$

La dose recue a été estimée pour un semiconducteur silicium ( $2.34 \text{ g/cm}^3$ ), soit un flux de photons gamma :

$$\phi(E_\gamma) = 4 \cdot 10^7 \text{ photons } \gamma \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

Le tableau 11.9 regroupe le nombre d'événements/pixel/seconde et le nombre de paires électrons-trous créées/événement, pour différentes valeurs de profondeur de zone déplétée (puits plein  $\rightarrow W = 1.5 \mu\text{m}$ , puits vide  $\rightarrow W \simeq 8 \mu\text{m}$ ).

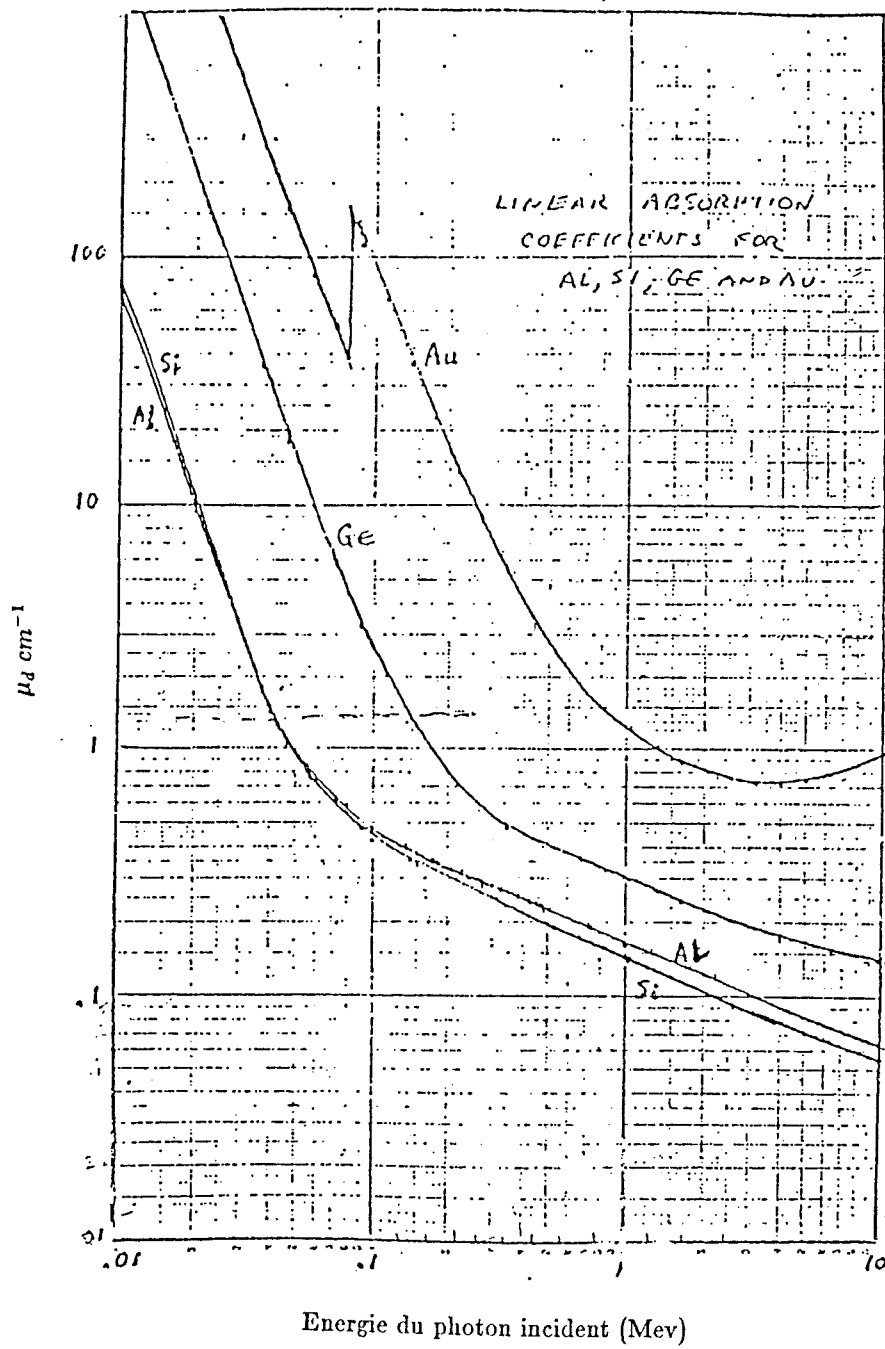


Fig. 11.10 - Coefficient d'absorption linéaire dans Al, Si, Ge et Au

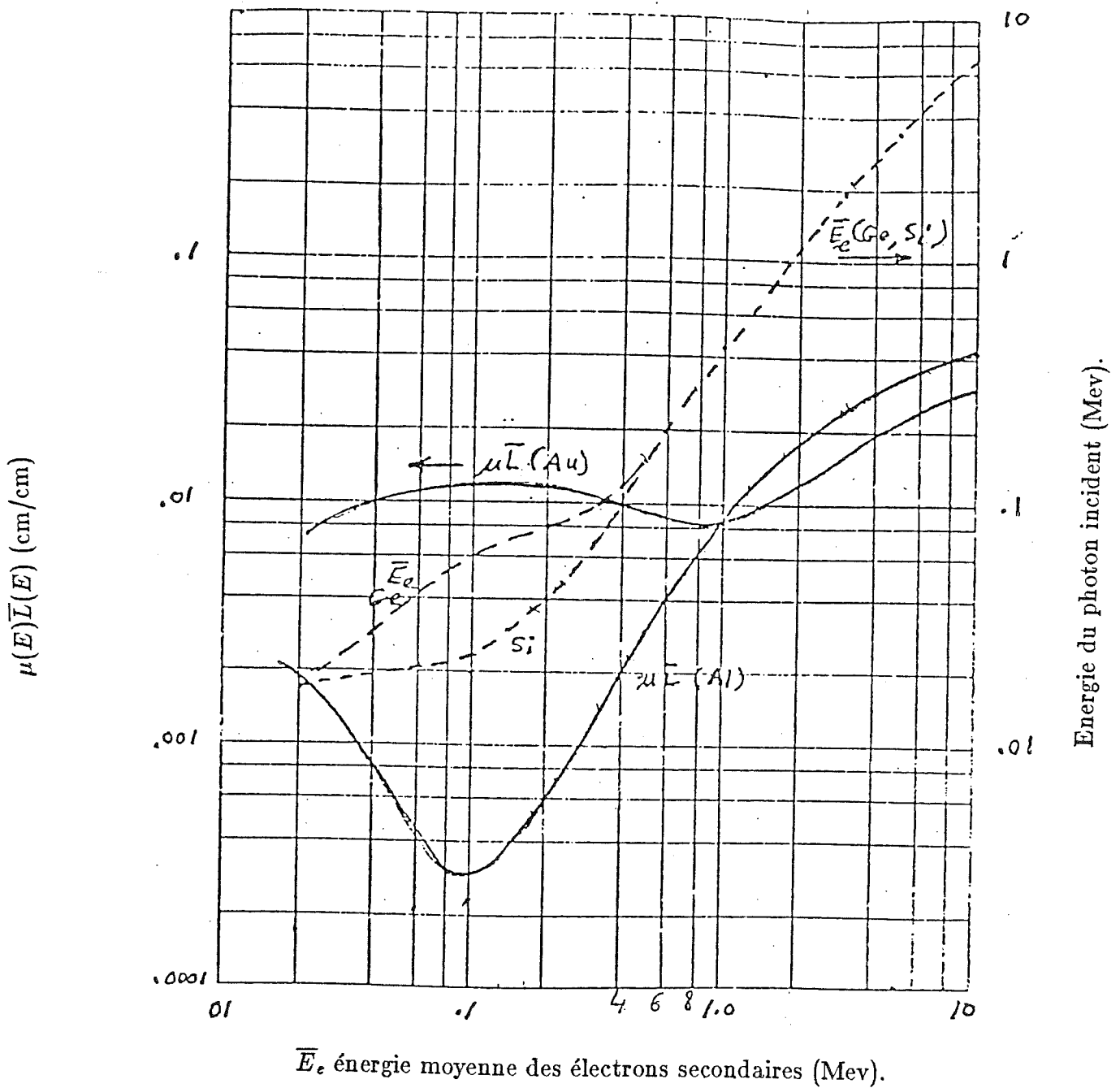


Fig. 11.11 - Courbes du produit de l'énergie moyenne des électrons secondaires par le coefficient d'absorption du matériau protégeant le détecteur.

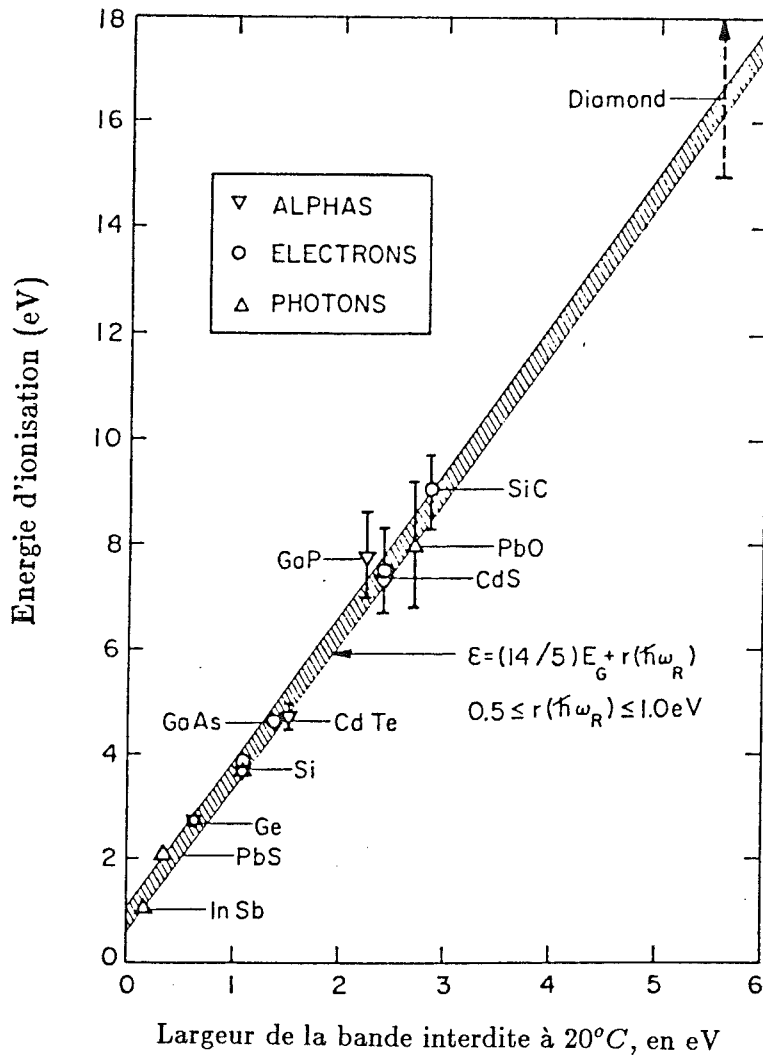


Fig. 11.12 - Energie d'ionisation de quelques semiconducteurs (4).

W ( $\mu m$ )	$V_d \text{ cm}^{-3}$	$A_p \text{ cm}^{-2}$	$R_\gamma / R_B$	G'
1.5	$4.5 \cdot 10^{-9}$	$1.6 \cdot 10^{-5}$	0.1 / 5.1	9000
4.0	$1.2 \cdot 10^{-8}$	$1.7 \cdot 10^{-5}$	0.3 / 5.5	25000
8.0	$2.4 \cdot 10^{-8}$	$1.9 \cdot 10^{-5}$	0.6 / 6.1	40000

Tableau 11.9 - Nombre d'impacts créés par pixel.  
Nombre de paires générées par événement

Ces résultats obtenus à partir d'approximations donnent l'ordre de grandeur de l'influence du rayonnement  $\gamma$  pour une dose de 500 rad/h. Le nombre d'événements  $R_B$ , créés par effet Bremsstrahlung est nettement plus important que le nombre d'impacts  $R_\gamma$  générés directement par les rayons  $\gamma$ . Donc les photons  $\gamma$  interagissent indirectement sur le détecteur.

$$\text{masse volumique InSb} = 7.6 \text{ g.cm}^{-3}$$

$$\mu(E_\gamma = 1 \text{ Mev}) = 0.6 \text{ cm}^{-1} \quad (\text{estimé sur la figure 11.10})$$

$$\mu_s L_s(E_\gamma = 1 \text{ Mev}) = 8 \cdot 10^{-3} \quad (\text{estimé sur la figure 11.11})$$

$$N_d = 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$$

L'influence de la largeur de bande interdite sur l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou dans un semiconducteur est <sup>(47)</sup> (fig. 11.12).

$$\varepsilon_d = 14/5 E_g + r_{hwR} \quad (\text{phonon optique } 0.5 < r_{hwR} < 1 \text{ eV})$$

substrat	$\varepsilon_d$ (eV)
InSb	1.1
Si	3.6
SiO <sub>2</sub>	18.0

énergie d'ionisation de quelques matériaux.

Dimensions de la matrice 8 x 8

pas du pixel : 100 x 70 microns

surface sensible élémentaire : 62 x 48 microns

## Courbes C(V) à 4.2 K

haute fréquence : 100 KHz  
 fréquence de balayage : 20 Hz  
 amplitude signal HF : 200 mV  
 balayage : entre -1 et 4 V

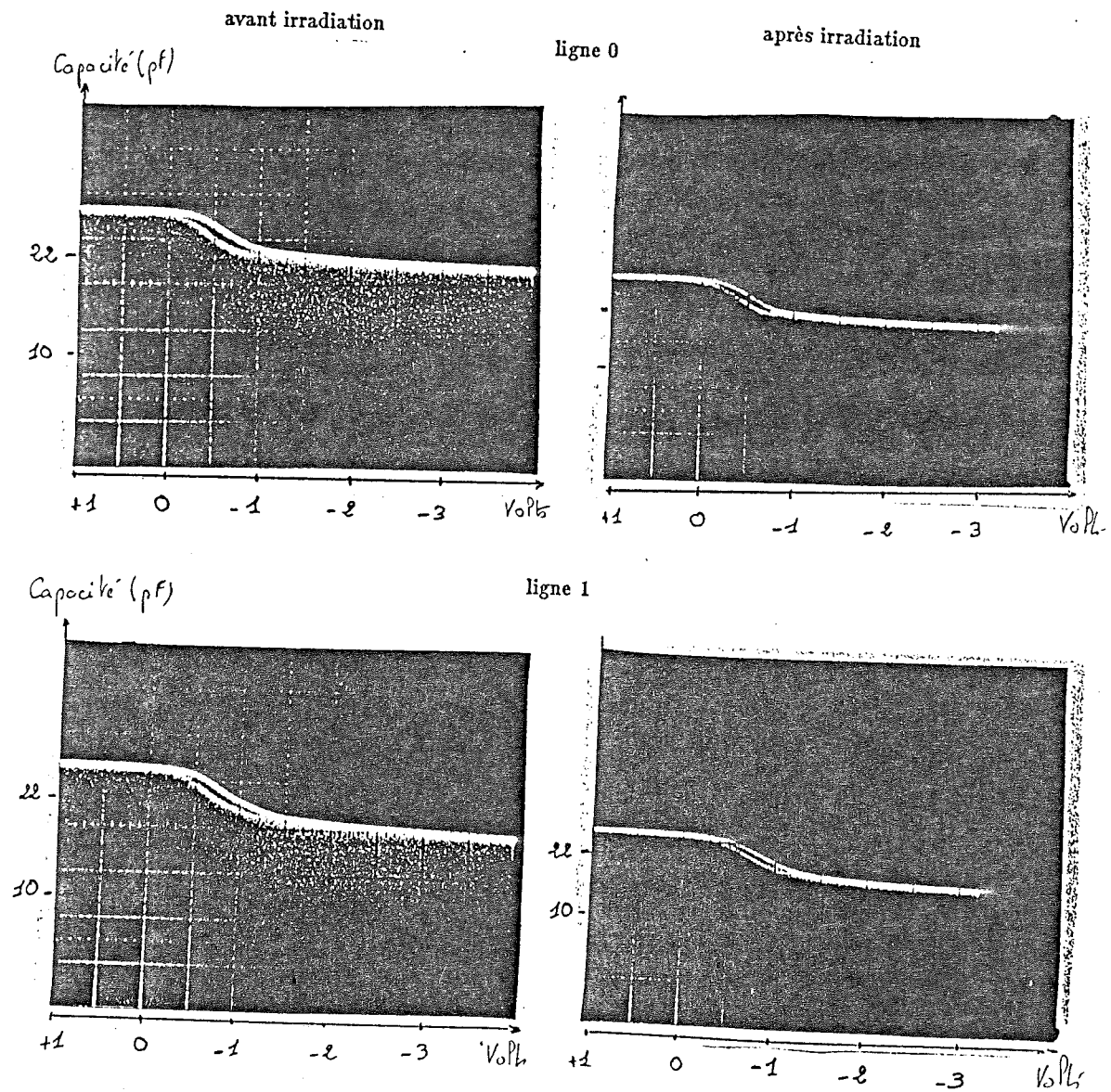


Fig. 11.13 - Courbes C(V) avant et après irradiation.



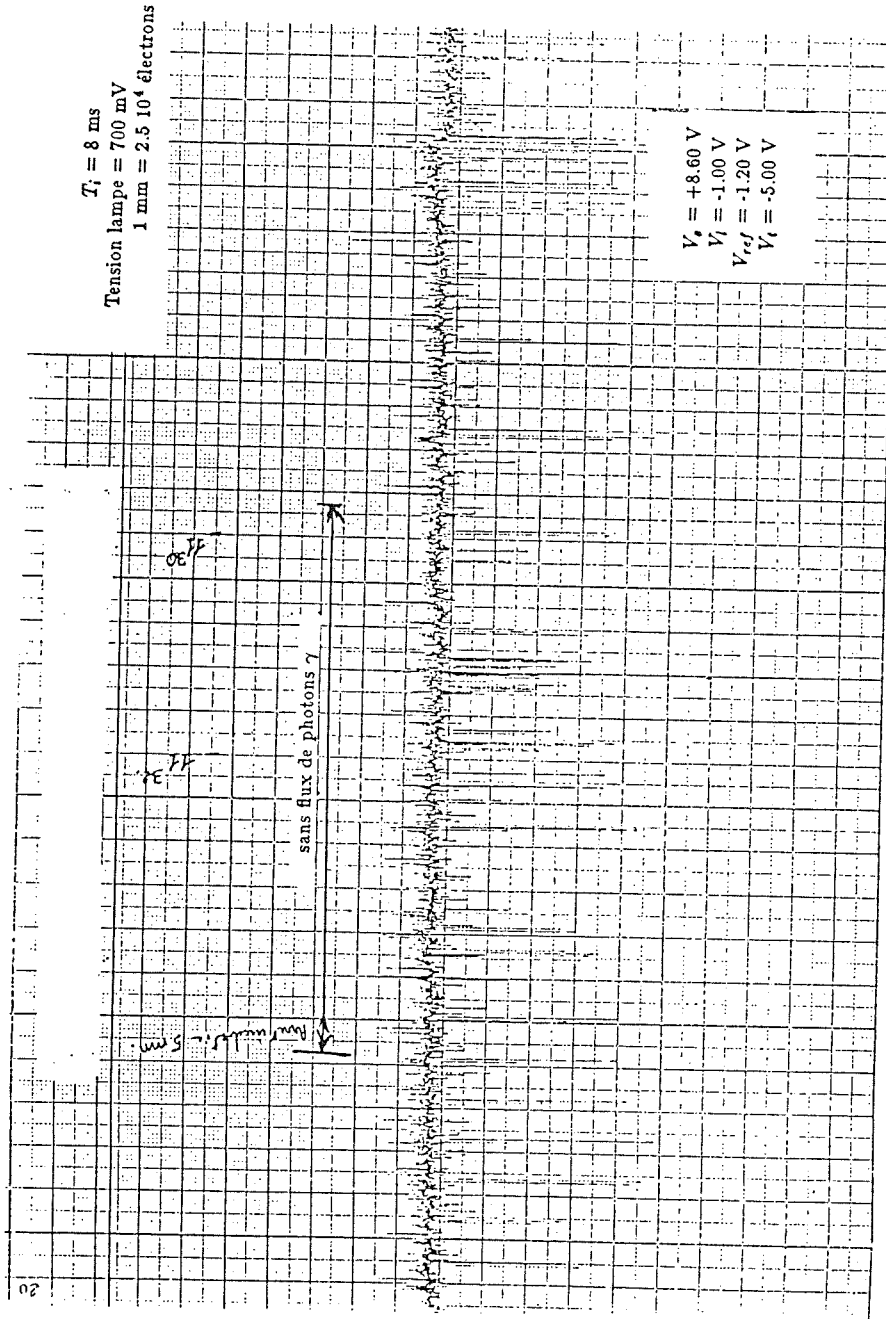


Fig. 11.14 - Enregistrement du pixel test éclairé  
 (les parasites du site sont responsables du bruit très élevé)

## XI.4.3. Interprétation des résultats.

Le taux de génération de paires électrons-trous dans l'oxyde de silicium,  $G_{ox} = 7.6 \cdot 10^{12}$  paires. $cm^{-3}.rad^{-1}$  (48). A la fin de l'exposition, le nombre de paires créées dans l'oxyde sous l'électrode de ligne d'un pixel est de  $4 \cdot 10^6$  paires pour une dose cumulée de 2.5 Krad, dose prévue dans le plan focal ISO. Cette valeur est nettement inférieure au nombre d'impuretés déposées lors de la réalisation de l'isolant. L'isolant des capacités MIS n'est pas pur, la tension de bande plate vaut - 0.5 V. Lors du dépôt de l'oxyde sur le semiconducteur, l'isolant est pollué par des ions dont la résultante est positive. La capacité de l'isolant sous la grille ligne est de  $3 \cdot 10^{-8}$  F. $cm^{-2}$ . Une translation de la courbe  $C = f(V_g)$ , d'une valeur de 100 mV, correspond au piégeage de  $2 \cdot 10^{10}$  charges. $cm^{-2}$ . Pendant l'irradiation, la grille était au potentiel négatif, c'est à dire que la charge d'oxyde positive créée à l'interface métal-isolant influencera les courbes  $C(V)$  seulement au delà d'une certaine valeur. La comparaison des courbes avant et après radiation (fig. 11.13), ne présentent pas de décalage significatif en tension. Le nombre de pièges supplémentaires créés dans l'isolant des capacités MIS est trop faible pour que nous puissions le détecter. La valeur du signal test, relevée en permanence, est restée constante quelles que soient les conditions d'expérience (fig. 11.14). Ceci est cohérent avec les courbes  $C(V)$ , pas de décalage en tension donc pas de différence dans la lecture.

Le tableau 11.15 présente la cartographie de la matrice, avant et après irradiation [(alimentation lampe de 700 mV) - (obscurité)]. La première valeur de chaque case correspond à la mesure avant irradiation. Les résultats sont exprimés en volts ( $1 \text{ V} = 0.6 \cdot 10^6$  charges lues). Les réponses des pixels de la colonne 7 ne sont pas dans le tableau, la mesure de sa capacité révélait une anomalie de câblage.

	col.0	col.1	col.2	col.3	col.4	col.5	col.6
ligne 0	2.5/2.4	3.6/3.5	3.5/3.5	3.6/3.5	3.1/3.3	3.5/3.4	3.4/3.4
ligne 1	2.7/2.6	3.5/3.3	3.6/3.5	3.6/3.5	2.3/2.6	3.5/3.4	3.7/3.6
ligne 2	3.0/3.1	3.5/3.6	3.6/3.6	3.6/3.7	3.7/3.6	3.6/3.7	3.7/3.6
ligne 3	2.5/2.6	2.9/3.0	3.4/3.5	3.5/3.6	3.6/3.5	2.9/3.0	3.0/3.1
ligne 4	2.7/2.6	3.2/3.3	3.4/3.6	3.5/3.6	3.1/3.2	3.4/3.5	3.4/3.6
ligne 5	2.6/2.5	3.1/3.1	3.3/3.6	3.4/3.6	3.2/3.3	3.4/3.5	3.6/3.8
ligne 6	2.6/2.7	2.3/2.5	3.0/3.1	3.6/3.5	3.2/3.3	3.4/3.4	3.3/3.4
ligne 7	2.1/2.1	1.8/2.0	3.0/3.0	2.9/3.0	2.7/2.9	2.9/3.1	2.8/3.0

Tableau 11.15 - Cartographie de la matrice.

Les parasites responsables du bruit moyen démesuré ( $10^5$  électrons, ont anéanti nos espoirs de mesures fines. Pour le temps d'intégration maximum (2 secondes), le calcul effectué avec le modèle de Pickel et Petroff indiquait une douzaine d'événements par pixel, soit  $3 \cdot 10^5$  charges supplémentaires/lecture. Cependant le manque de précision sur les constantes utilisées pour les calculs se traduit par une forte imprécision sur le nombre d'impacts annoncé. Malgré tout l'exploitation de ces résultats révèle que les paires électron-trou générées dans la zone déplétée d'une cellule élémentaire, est noyée dans le bruit de lecture. Soit une perturbation inférieure à  $10^5$  paires créées par pixel pour un temps d'intégration 2 secondes et une dose instantanée de 0.14 rad/s.

#### XI.4.4. Effets sur l'électronique du plan focal ISO.

Le détecteur n'est pas le seul élément sensible aux effets des radiations. Le comportement des transistors de type MOS (utilisés dans l'électronique proche) est parfaitement connu. Le principal effet est le décalage de la tension de seuil. Cependant la prévision de 2.5 Krad dans le plan focal du satellite semble être nettement en-dessous du niveau critique. Néanmoins, une série de mesures doit être réalisée pour vérifier leur comportement à la température de l'hélium liquide. Un autre défaut qui lui peut être destructif pour les transistors est le Latch up (court circuit entre drain et source, réalisé par un transistor parasite normalement non passant, mais qui peut conduire sous l'effet des radiations, fig.11.16). Heureusement, les structures MOS épitaxiées que nous utiliserons ne présentent pas ce défaut.

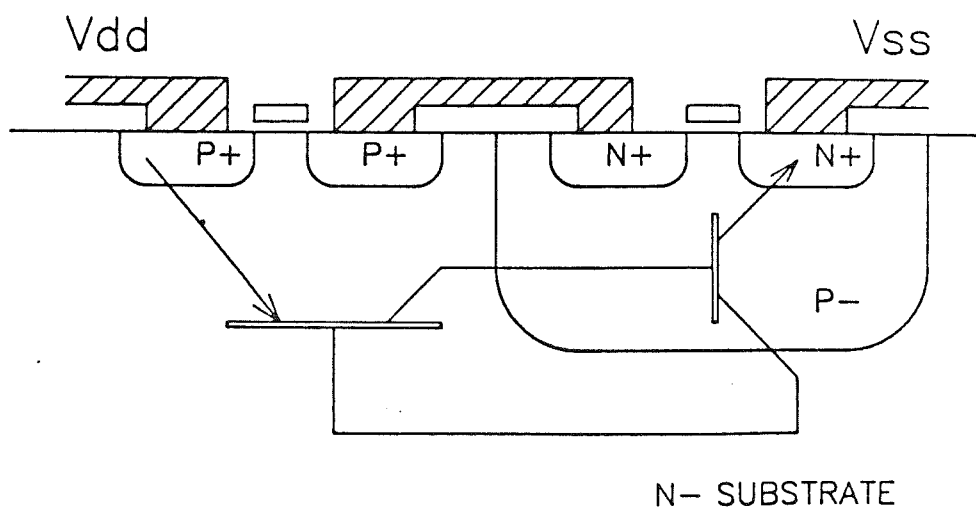


Fig. 11.16 - Effet de Latch up dans un circuit CMOS.

## XI.5. Conclusion.

La dose cumulée de 2.5 Krad, prévue dans le plan focal du satellite ISO, pendant sa période d'exploitation ne doit pas perturber sérieusement le détecteur CID - SAT. La variation du nombre de pièges générés pendant l'exposition est indécélable. D'autre part, la faible épaisseur du substrat ( $\simeq 4 \mu m$  en moyenne), utile pour la détection photonique limite l'effet des radiations. Cependant, la génération de paires électron-trou dans le semiconducteur doit être décelable. Aussi, envisageons nous de renouveler cette expérience : l'Office des Rayonnements Ionisants, CEA - Saclay) nous propose une installation plus adaptée à nos désirs. Cet organisme est spécialisé dans les tests sous faible quantité de rayonnement. De plus, le local de test est un site propre en bruit. Ainsi pour simuler correctement les radiations dues aux électrons, notre prochaine expérience sera réalisée avec la matrice 32 x 32 ISO et notre système d'acquisition informatisé (2000  $e_- RMS$ ). Sous flux de photon thermique nul, nous pourrons intégrer pendant le temps nécessaire à la détection de des impacts issus du rayonnement  $\gamma$ , plusieurs minutes s'il le faut.

## Chapitre XII

### Applications astronomiques

1 - Résultats sur télescope.

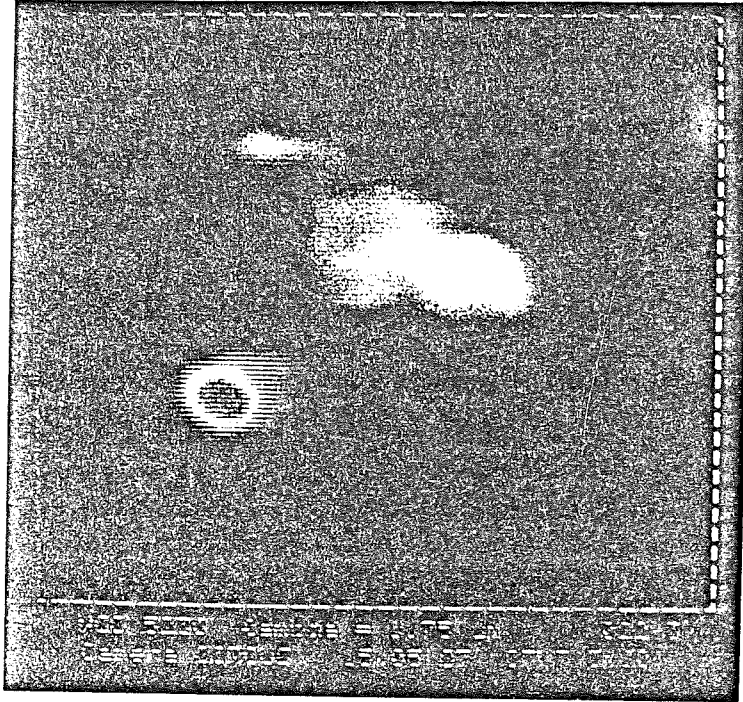
2 - Perspectives pour la voie courte longueur d'onde d'ISOCAM.

## Applications astronomiques.

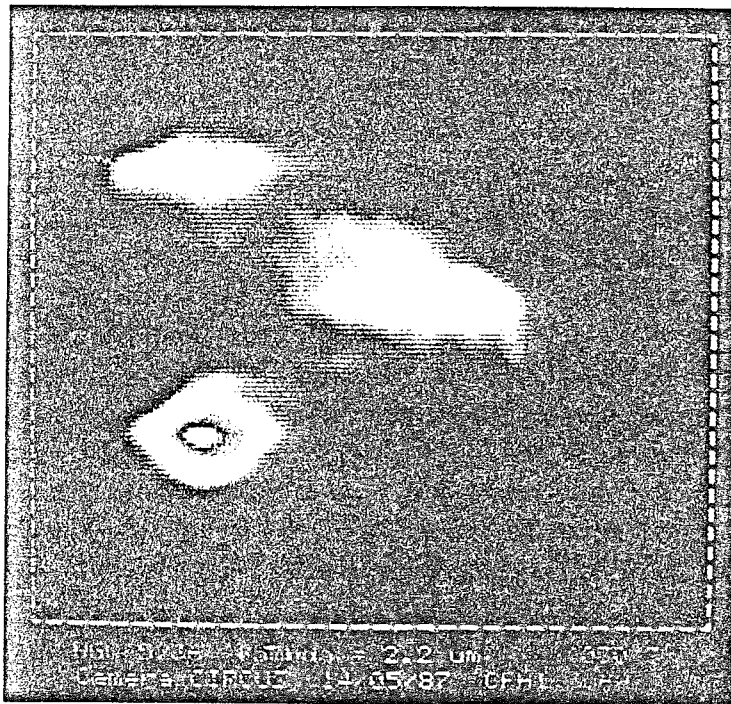
Le développement de la matrice InSb CID-SAT à la température de l'hélium était destiné aux observations astronomiques dans le proche infrarouge. Un bref exposé sur les premiers résultats acquis avec les matrices CID permet d'introduire une comparaison sur les performances des caméras actuellement opérationnelles. Pour terminer, un résumé des propriétés de la caméra CID 32 x 32 éléments permet de fixer les perspectives pour la caméra ISOCAM.

### XII.1. Résultats sur télescope.

Les premières images furent obtenues avec la matrice CID-SAT 8 x 8 cellules, sur le télescope de 2 mètres du Pic du Midi. L'objectif de cette première mission était un test de faisabilité (observation d'étoiles doubles, de planètes). Cette première mission qui fut une réussite sur le plan détecteur, révéla notre inexpérience du point de vue de l'utilisation des matrices infrarouges sur télescope. L'acquisition des techniques d'observation propres aux matrices infrarouges, demande beaucoup de temps de télescope. Ainsi, les missions à l'Observatoire du Pic du Midi servaient de test, à la fois pour les améliorations apportées sur la caméra et à la fois d'apprentissage des méthodes d'observation. De son côté, F. Lacombe a pu disposer de 25 nuits d'observation sur le 2m20 de l'ESO-La Silla qu'il a consacré au centre galactique. La qualité des images<sup>(55)</sup>, ainsi obtenues avec une matrice aux dimensions réduites étaient très encourageantes. Malgré la faible surface sensible (40 %) des matrices 8 x 8, ces résultats étaient compétitifs avec les matrices infrarouges 32 x 32, déjà opérationnelles dans les autres observatoires.



$\lambda = 1.65 \mu m$



$\lambda = 2.2 \mu m$

Lorsque les missions techniques furent jugées satisfaisantes, une mission scientifique fut programmée sur le télescope de 3m60 du CFHT (Hawai) en Mai 87. Les responsables de cette mission (D. Rouan et F. Lacombe) entament les premiers dépouillements des fichiers de données acquises avec la caméra infrarouge CIRCUS (CNES-INSU). Par rapport aux images brutes, le traitement des images présentées ici, consiste seulement en un ré-échantillonnage neutre par un facteur quatre. Les images en fausses couleurs représentent l'intensité infrarouge des sources observées.

### NGC 5236 : région centrale d'une galaxie barrée.

Temps d'intégration : 10 secondes

Temps de pose cumulé : 5 minutes sur la source + 5 minutes sur le ciel  
(modulation par le secondaire)

Echelle : 0.5 seconde d'arc . pixel<sup>-1</sup>

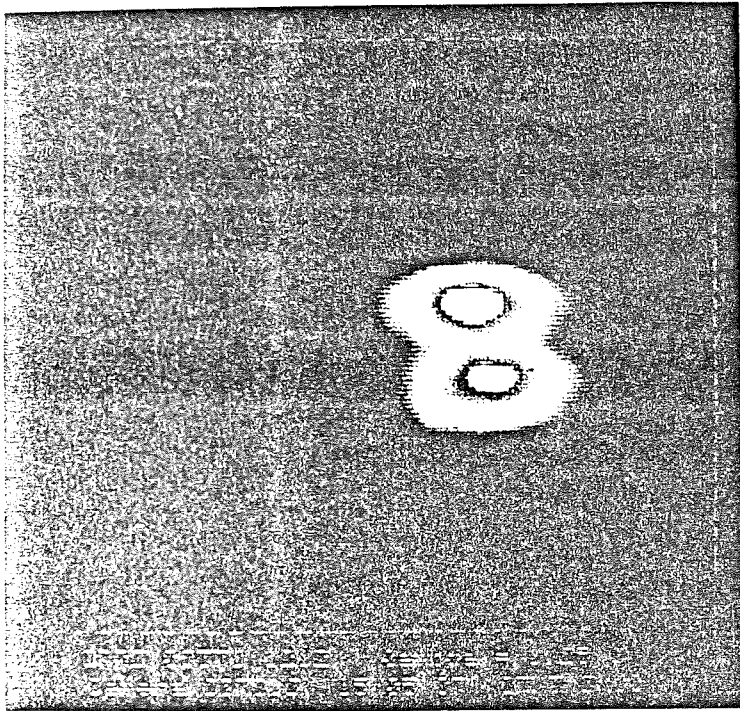
→ champ total de 16 x 16 secondes d'arc

Longueurs d'onde : 1.65 et 2.2  $\mu m$

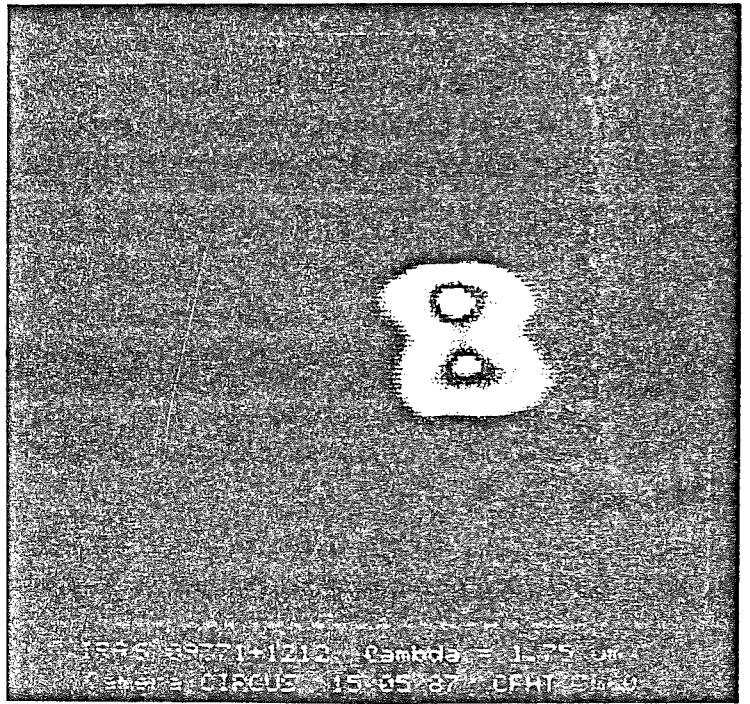
- Ces images originales présentent deux particularités en infrarouge :
  - la présence de deux noyaux à l'instar de la galaxie NGC 2903
  - une émission étendue directement associée à la barre.

L'indice de couleur H-K indique que les deux sources ponctuelles sont très probablement des noyaux actifs, bien que la source la plus brillante soit située en dehors de l'émission associée à la barre, situation semble-t-il peu courante.

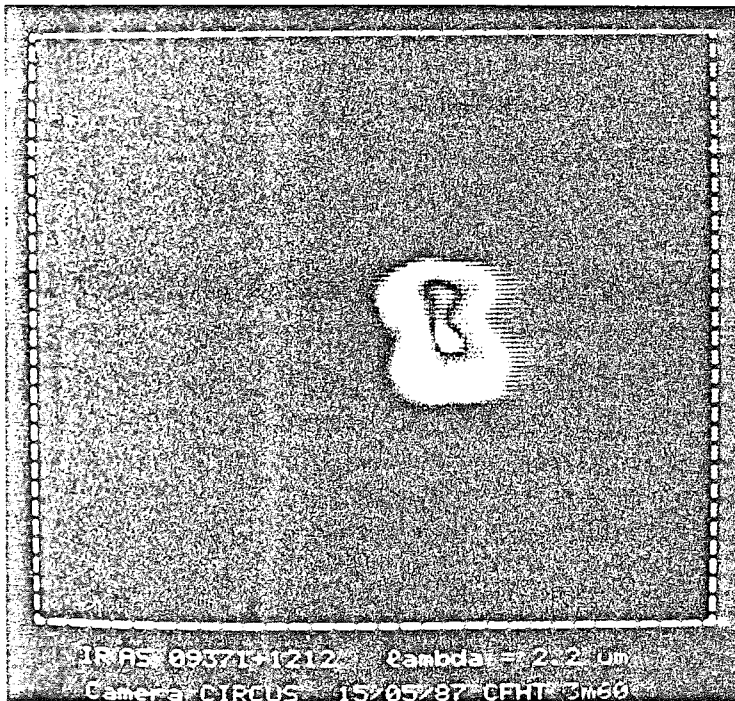




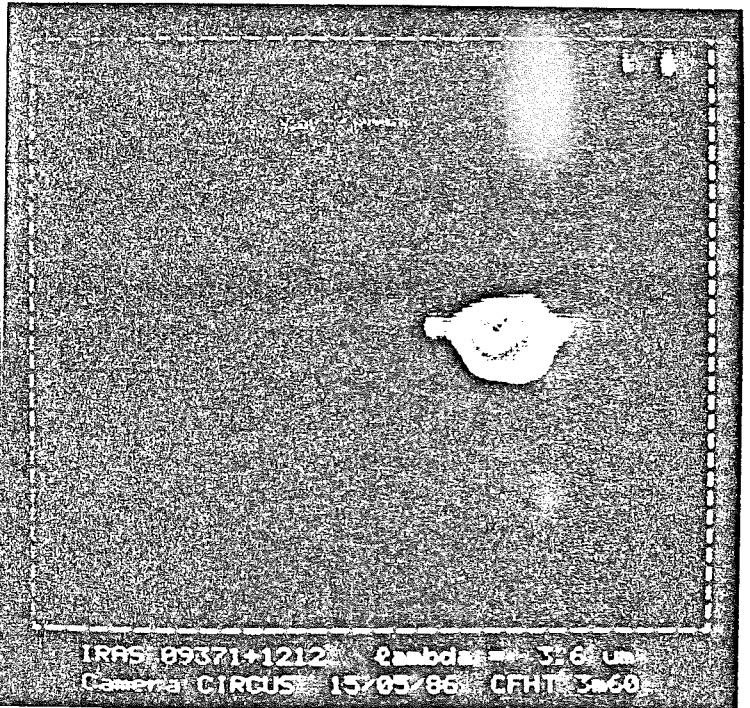
$\lambda = 1.25 \mu\text{m}$



$\lambda = 1.65 \mu\text{m}$



$\lambda = 2.25 \mu\text{m}$



$\lambda = 3.6 \mu\text{m}$

IRAS 09371+1212 <sup>(56)</sup>

Temps d'intégration : 10 secondes.

Temps de pose cumulé : 5 minutes sur la source + 5 minutes sur le ciel  
(modulation par le secondaire).

Echelle : 0.5 seconde d'arc . pixel<sup>-1</sup>

→ champ total de 16 x 16 secondes d'arc

Longueurs d'onde : 1.25 , 1.65 , 2.2 et 3.6  $\mu m$

Cette source IRAS avait été sélectionnée par A. Omont et al. comme un objet très froid, présentant un flux IRAS anormalement important à 60 microns. Son émission CO, détectée à l'IRAM, montre un profil de vitesse d'expansion caractéristique d'enveloppes circumstellaires évoluées.

Les images infrarouges révèlent d'une part une émission étendue provenant de la diffusion de la lumière stellaire par la poussière de l'enveloppe, mais surtout la présence de ce qui est très vraisemblablement un disque optiquement épais, absorbant une partie de cette lumière. Ce disque apparaît comme une dépression dans l'émission étendue, séparant celle-ci en deux lobes presque symétriques.

Cette dépression devient de moins en moins importante quand la longueur d'onde augmente, l'opacité de la poussière diminuant. A 3.6  $\mu m$ , le disque n'apparaît plus en absorption, mais plutôt en "émission". Une interprétation probable est que seule la région du disque (densité importante) est en mesure de donner une diffusion significative à cette longueur d'onde.

On peut noter que plusieurs observations de cet objet en visible et en infrarouge avaient précédemment été menées, mais aucune n'a mis en évidence de façon aussi directe cette exceptionnelle particularité d'un disque de matière. Ce résultat est notamment dû à l'excellente qualité d'image qui a prévalu durant la plus grande partie de la mission, et à la bonne adaptation de la caméra à l'échelle focale du foyer infrarouge.

## XII.2. Perspectives pour la voie courte longueur d'onde d'ISOCAM.

L'utilisation de la matrice InSb-CID en astronomie est due à la conservation de ses performances entre la température de l'azote liquide et celle de l'hélium liquide, température du plan focal du satellite ISO. Les résultats obtenus avec la matrice CID-SAT 32 x 32 éléments sont très encourageants pour le développement final de la voie courte longueur d'onde de la caméra ISOCAM.

- En particulier, des temps de pose de l'ordre de la minute d'intégration sont possibles pour les observations depuis le sol. Comme le courant d'obscurité ne sature pas les puits de potentiel à la température de l'hélium liquide, on peut espérer atteindre des temps d'intégration supérieurs en environnement spatial. Cependant, la limite des multidétecteurs dépend de l'homogénéité de ses cellules individuelles, aussi faudra-t-il tester la matrice dans ces nouvelles conditions pour déterminer la valeur optimum du temps de pose à bord du satellite.
- Le point critique actuel reste la valeur élevée du bruit de lecture. Or, nous avons vu au paragraphe IX que ce bruit est étroitement lié à la présence de la liaison kapton. L'introduction des circuits de lecture hybrides à proximité du détecteur (2 à 3 centimètres) doit nous soustraire du bruit temporel corrélé. Alors nous pourrons enfin mesurer le bruit du détecteur. Cependant, la modification est actuellement réservée au développement des matrices ISO.
- Le troisième point fondamental est le rendement quantique de la matrice. La sensibilité naturellement faible de la cellule InSb-MIS est encore diminuée par notre choix impératif sur la linéarité de la réponse, en particulier à faible flux de photons (indispensable pour détecter des sources faibles situées à proximité de sources plus intenses). Le rendement est alors de 20 % à son maximum entre 3.5 et 5  $\mu m$ .
- Actuellement, la mauvaise réponse en fréquence de la matrice InSb CID-SAT ne permet pas de faire de la modulation : le signal se stabilise seulement après quelques lectures, effet dû aux états d'interface. Les mesures sur ce sujet se sont limitées à l'observation du phénomène de retard, sans essayer aucun remède.

La configuration spatiale, simulée sur notre prochain banc de calibration, révélera les limites du détecteur CID-SAT placé dans les conditions du satellite ISO.

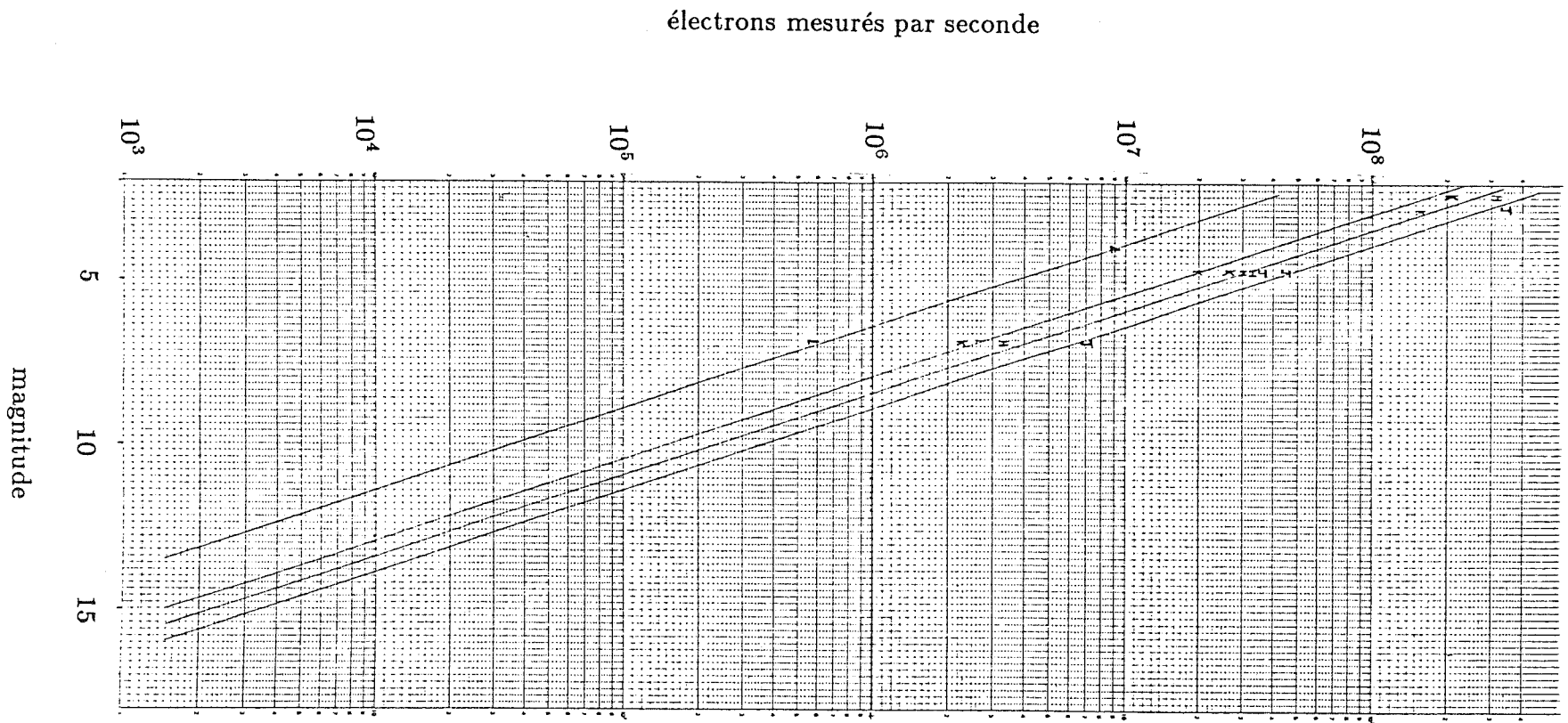


Fig. 12.1 - Flux d'étoiles standards mesurés avec la caméra CIRCUS

détecteurs fabricant utilisateurs	InSb CCD 32 x 32 <sup>(49)</sup> Santa Barbara Research Center W. Forrest , J. Pipher (Université de Rochester)	HgCdTe CCD 32 x 32 <sup>(50)</sup> LIR-LETI , CEA Grenoble J.L. Monin , F. Sibille , J.M. Mariotti Observatoire de Lyon
Système pas du pixel dimensions pixel coefficient de remplissage bruit de lecture efficacité quantique capacité de charges stockables température de fonctionnement	photodiodes InSb 100 $\mu m$ 90 $\mu m$ 81 % 1400 $e^- RMS$ 60 - 65 % (3.8 $\rightarrow$ 4.7 $\mu m$ ) 10 ( $10^6 e^-$ ) 45 °K	photodiodes HgCdTe 70 $\mu m$ 50 $\mu m$ 51 % 1500 $e^- RMS$ 60 % à 3.5 $\mu m$ 20 ( $10^6 e^-$ ) 50 °K
2.2 $\mu m$ NEP 3.8 $\mu m$ 4.8 $\mu m$	9 $10^{-17} W.Hz^{-1/2}$ (60 °K)	6 $10^{-16} W.Hz^{-1/2}$ 9 $10^{-16} W.Hz^{-1/2}$ 1.5 $10^{-15} W.Hz^{-1/2}$
magnitude à 1 $\sigma$ pose : 1 heure (N images) $m_J$ $m_H$ $m_K$ $m_L$ $m_M$	20.6 14.8	19.5 ( $T_i = 3$ secondes) 17.0 ( $T_i = 0.6$ seconde) 15.5 ( $T_i = 0.15$ seconde)
détecteurs fabricant utilisateurs	InSb CID 1 x 33 <sup>(51)</sup> General Electric Co R.S Warwick , A. Humrich Universite de Leicester	InSb CID 32 x 32 Société Anonyme de Télécommunications D. Rouan , F. Lacombe Observatoire de Paris-Meudon
Système pas du pixel dimensions pixel coefficient de remplissage bruit de lecture efficacité quantique capacité de charges stockables température de fonctionnement	capacités MIS InSb 130 $\mu m$ 100 $\mu m$ 59 % 3000 $e^- RMS$ 45 % 3 ( $10^6 e^-$ ) 30 °K	capacités MIS InSb 70 $\mu m$ 60 $\mu m$ 73 % 2000 $e^- RMS$ 20 % (3.8 - 5 $\mu m$ ) , 08 % à 2.2 $\mu m$ 3 ( $10^6 e^-$ ) 4.2 °K
2.2 $\mu m$ NEP 3.8 $\mu m$ 4.8 $\mu m$		4.4 $10^{-16} W.Hz^{-1/2}$ 1.75 $10^{-15} W.Hz^{-1/2}$ 2.0 $10^{-15} W.Hz^{-1/2}$
magnitude à 1 $\sigma$ pose : 1 heure (N images) $m_J$ $m_H$ $m_K$ $m_L$ $m_M$	21.1 ( $T_i = 1$ seconde) 16.0 ( $T_i = 0.01$ seconde)	21.9 ( $T_i = 60$ secondes) 21.5 ( $T_i = 60$ secondes) 20.3 ( $T_i = 60$ secondes) 15.0 ( $T_i = 0.2$ seconde) 16.0 (estimation)

Fig. 12.2 - Tableau comparatif des matrices de détection infrarouges

Le tableau 12.2 regroupe les caractéristiques des matrices infrarouges dans le domaine 1 à 5  $\mu m$ . Les valeurs qui figurent dans ce tableau correspondent aux résultats annoncés par les utilisateurs. Les magnitudes limites de la matrice CID 32 x32, annoncées dans le tableau 12.2 proviennent des mesures réalisées sur des étoiles standards au 3m60 du CFHT (fig. 12.1).

La définition de la magnitude est :  $m(\lambda) = -2.5 \log(flux) - m_o(\lambda)$  où  $m_o(\lambda)$  est une constante.

	$\lambda$	m	1 $\sigma$
J	1.25	15.6	2000 $e^-$
H	1.65	15.1	2000 $e^-$
K	2.25	14.7	2000 $e^-$
L	3.75	12.7	3000 $e^-$

Tableau 12.3 - Magnitudes limites de la caméra CIRCUS (3m60 CFHT) pour 1 pose de 1 seconde et toute l'image sur un pixel.

Dans la configuration optique de la caméra CIRCUS au foyer f/36 du télescope du CFHT, le pixel fait 0.5" par 0.5". En extrapolant pour 1 heure de pose (N images), les magnitudes limites deviennent :

$\lambda$	m	$T_i \max$	N poses	1 $\sigma$
1.25	21.9	60 sec	60	4000 $e^-$
1.65	21.5	60 sec	60	4000 $e^-$
2.25	21.1	60 sec	60	4000 $e^-$
3.75	16.0	0.2 sec	18000	4000 $e^-$

Tableau 12.4 - Magnitudes limites de la caméra CIRCUS (3m60 CFHT) pour 1 pose de 1 heure et toute l'image sur un pixel.

L'absence d'information sur la magnitude du filtre M n'est pas un oubli (pas de mesures d'étoiles standards à 4.75  $\mu m$ ). Cependant, cette valeur doit être du même ordre de grandeur que celle du filtre L.

Une autre définition utilisée pour qualifier les matrices de détection, est la puissance équivalente de bruit (NEP) dont la formule est la suivante :

$$NEP = \frac{h\nu B}{\eta T_i^{1/2}}$$

B : bruit en électrons RMS

$\eta$  : rendement

Au sol, l'émission du fond ambiant limite fortement le NEP, à 3.8 et 4.7  $\mu m$ . En effet, pour ces longueurs d'onde, le temps d'intégration maximum est réduit au dixième de milliseconde.

$\lambda$ ( $\mu m$ )	2.2	3.8	4.7
$T_i$ (secondes)	60	0.2	0.1
bruit ( $e^- RMS$ )	3000	3000	3000
$\eta$ %	08	20	20
NEP ( $10^{-17} W.Hz^{-1/2}$ )	44	175	200

Tableau 12.5 - Calculs du NEP pour la caméra CIRCUS.

Pour ISO, les temps d'intégration seront de l'ordre de la minute, quelle que soit la longueur d'onde d'observation. Si l'on considère un bruit de 1000 électrons RMS pour ce temps d'intégration, le NEP atteindra les valeurs suivantes :

$\lambda$ ( $\mu m$ )	2.2	3.8	4.7
$T_i$ (secondes)	60	60	60
bruit ( $e^- RMS$ )	1000	1000	1000
$\eta$ %	08	20	20
NEP ( $10^{-17} W.Hz^{-1/2}$ )	14.6	3.4	2.7

Tableau 12.6 - Estimations du NEP pour la voie courte longueur d'onde d'ISOCAM.

Le gain de 100 à 5  $\mu m$  s'explique surtout par la possibilité de poser 60 secondes à cette longueur d'onde, dans un environnement spatial non émissif. Par contre, à 2  $\mu m$ , le gain est seulement dû à l'amélioration du bruit de lecture, sauf si le temps d'intégration peut encore être augmenté dans le contexte spatial.

## Conclusion

L'étude scientifique des matrices de détection infrarouge croît rapidement tandis que la technologie continue à progresser. Ces dernières années ont vu une expansion rapide du nombre d'équipes qui ont acquis et qui expérimentent ce nouveau type de détecteur. Cependant la sophistication des matrices de détection et la complexité des systèmes environnants (électronique et informatique) créent un délai de 2 à 3 ans entre la réception de la mosaïque et l'acquisition des premiers résultats astronomiques.

L'équipe infrarouge de l'Observatoire de Meudon n'a pas échappé à cette règle. Après plusieurs mois de travail en laboratoire, entrecoupés de missions techniques à l'Observatoire du Pic du Midi, les premières observations scientifiques ont été obtenues sur le télescope de 3m60 du CFHT en mai 87. Ces résultats furent acquis avec la caméra CIRCUS, la copie du prototype astronomique de la matrice de détection CID-SAT. Cet instrument financé par l'Institut National de l'Univers sera mis à la disposition de la communauté scientifique française en janvier 88.

La conservation des performances de la matrice CID-SAT entre la température de l'azote liquide et celle de l'hélium liquide, a permis son utilisation comme matrice de détection infrarouge pour les observations astronomiques. En effet, ce nouveau point de fonctionnement en température, permet d'effectuer des poses longues (de l'ordre de la minute) sur des objets peu brillants. Cependant, l'émission ambiante limite la valeur du temps d'intégration à quelques dixièmes de millisecondes entre 3.8 et 4.7  $\mu m$ , dans le cadre des observations sol. L'astronomie spatiale infrarouge nous délivre des contraintes thermiques de l'atmosphère terrestre. Cependant la température de 4.2 K, pose le problème de l'électronique de lecture. En ce qui concerne nos caméras sol, toute l'électronique fonctionne actuellement à 300 K. Ce choix perturbe les performances de nos caméras : le bruit de lecture minimum est bloqué à 2000 électrons RMS. Cette limitation provient de la



longueur de la liaison haute impédance entre le détecteur et les préamplificateurs. Pour les matrices ISO, il est prévu une électronique à proximité du détecteur (refroidie à 4.2 K). Lorsque l'étude de cette électronique sera terminée, la limitation en bruit (dans un environnement spatial) sera alors celle de la matrice InSb-CID. Cette valeur viendra compléter les performances de la mosaïque CID-SAT qui seront les performances limites de la matrice courte longueur d'onde de la caméra ISOCAM.

## Annexe A.

## La structure MIS.

## A.1. MIS idéale.

On définit une structure MIS idéale de la manière suivante :

- L'isolant a une résistivité infinie et les barrières de potentiel aux interfaces sont suffisamment hautes pour empêcher l'injection de porteurs dans les bandes permises de l'isolant. Il n'y a donc pas de courant qui circule en dehors des courants transitoires de charge lorsque on applique une tension
- La valeur du diélectrique de l'isolant est constante dans toute la gamme de fréquences utilisées
- Il n'y a pas de charges autres que sur la grille et celles correspondantes dans le semiconducteur
- La différence éventuelle des travaux de sortie de la grille et du semiconducteur n'est pas prise en compte
- Le dopage du semiconducteur est uniforme.

Compte tenu des hypothèses précédentes, le diagramme de bandes est, à polarisation nulle, celui de la figure A.1. Il n'y a pas de champ électrique ni dans l'isolant, ni dans le semiconducteur, les bandes sont plates.

Lorsque on applique une différence de potentiel  $V_g$  entre la grille et le contact arrière du substrat, elle se répartit dans l'isolant  $V_{ox}$  et le semiconducteur  $\varphi_s$  :

$$V_g = V_{ox} + \varphi_s$$

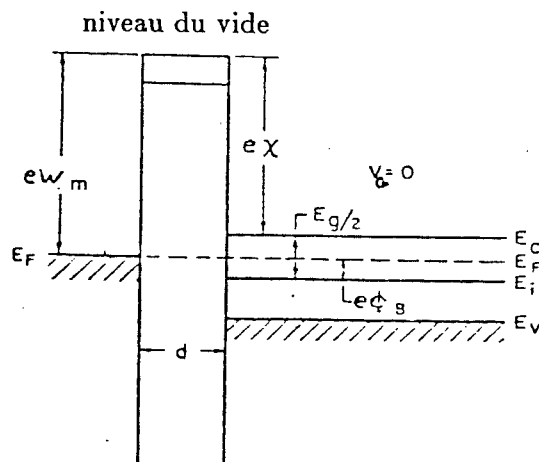


Fig. A.1 - Diagramme de bande d'une structure MIS (type n), sous polarisation nulle.

Une charge  $Q_s$  (par unité de surface) apparaît à la surface du semiconducteur. Si on appelle  $Q_g$  la charge par unité de surface apportée sur la grille, la neutralité électrique du système impose la condition :

$$Q_g + Q_s = 0$$

La continuité de l'induction électrique et la loi de Gauss permettent d'écrire :

$$\epsilon_0 \epsilon_{sc} E_{sc} = \epsilon_0 \epsilon_{ox} E_{ox} = Q_s$$

où  $E_{sc}$  et  $E_{ox}$  sont les champs électriques à la surface du semiconducteur et dans l'isolant.  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_{sc}$  et  $\epsilon_{ox}$  sont les constantes diélectriques respectivement du vide, du semiconducteur et de l'isolant.

Comme il n'y a pas de charges dans l'isolant, le champ  $E_{ox}$  est uniforme ( $E_{ox} = V_{ox}/d$ ) et  $V_{ox} = -Q_s/C_{ox}$ , où  $C_{ox}$  est la capacité de l'isolant par unité de surface ( $C_{ox} = \epsilon_0 \epsilon_{ox}/d$ ).

La conjonction de ces différentes relations donne la première équation qui décrit le comportement d'une structure MIS idéale :

$$V_g = -\frac{Q_s}{C_{ox}} + \varphi_s$$

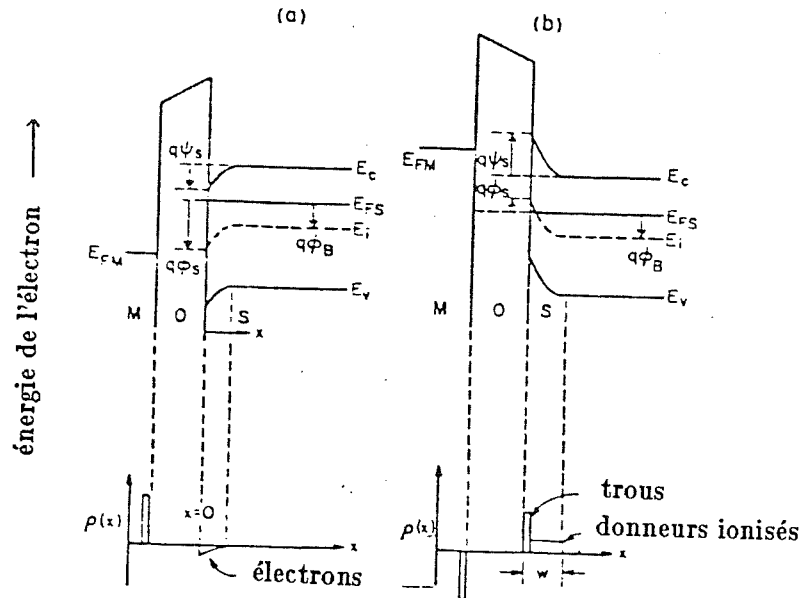


Fig. A.2 - Structure de bande : (a) régime d'accumulation  
(b) régime de déplétion

Les bandes de l'isolant sont alors inclinées (champ uniforme) tandis que celles du semiconducteur se courbent au voisinage de l'interface à cause de la répartition non uniforme des charges dans celui-ci (fig. A.2). Avec l'hypothèse que les densités d'états des bandes de conduction ne sont pas modifiées par le champ électrique, la courbure des bandes en chaque point est simplement l'énergie potentielle de ce point. Elle est maximum à l'interface isolant semiconducteur et sa valeur est  $e \varphi_s$ . Si on superpose à la polarisation continue un petit signal test alternatif, on mesurera une capacité différentielle  $C = dQ_g/dV_g$ . Cette capacité résulte de la capacité de surface du semiconducteur  $C_s = dQ_s/d\varphi_s$  et de la capacité de l'isolant qui sont en série :

$$C = \frac{C_{ox} C_s}{C_{ox} + C_s}$$

Suivant le signe de la polarisation  $V_g$  et la fréquence du signal test,  $C$  évoque différemment :

1. Si  $V_g$  est positive, les électrons du semiconducteur sont attirés vers l'interface où ils s'accumulent puisque l'isolant est parfait et qu'il n'y a pas d'injection de charges dans celui-ci. La capacité  $C_s$  due à cette couche d'électrons est très grande devant  $C_{ox}$  et la capacité totale sera peu différente de  $C_{ox}$  (zone A de la figure A.3). Les bandes du semiconducteur s'incurvent vers le bas,  $\varphi_s < 0$  (fig. A.4).
2. Si  $V_g$  est légèrement négative, les électrons sont cette fois-ci repoussés vers le volume du semiconducteur et il se forme une couche désertée de porteurs. La charge négative est essentiellement compensée par la charge d'espace due à l'ionisation des centres donneurs. La profondeur de la zone de déplétion s'accroît au fur et à mesure que l'on augmente la tension négative. La capacité de la zone de charge d'espace décroît. Par suite, la capacité totale diminue légèrement (zone D de la figure A.3), les bandes du semiconducteur sont alors courbées vers le haut,  $\varphi_s > 0$  (fig. A.4).
3. Si l'on diminue encore la tension  $V_g$ , la concentration des trous à l'interface, jusque là négligeable, devient supérieure à celle des électrons et il y a formation d'une couche dite d'inversion. Ceci se traduit sur le diagramme des bandes par  $\varphi_s < -\varphi_B < 0$ , où  $\varphi_B$  est la différence entre le niveau de Fermi  $E_{f_s}$  à l'interface et le niveau intrinsèque dans le volume du semiconducteur  $E_{f_v}$ . Cette concentration de trous croît rapidement avec la tension et forme vite un écran pour le semiconducteur : la zone de déplétion atteint une profondeur maximum. Alors, toute augmentation lente de la charge sur la grille sera principalement compensée par l'accroissement et la redistribution des trous dans la zone d'inversion forte quand la concentration des trous à l'interface excède celle des centres donneurs, c'est à dire quand  $\varphi_s < -2 \varphi_B < 0$ .

Dans ce dernier régime de fonctionnement, la capacité dépend de la fréquence du signal de mesure. En effet, alors que le comportement dynamique dépendait, dans les situations précédentes (1) et (2), de la faculté des porteurs majoritaires (électrons) à suivre l'excitation, il est maintenant fonction du temps de réponse des minoritaires (trous). Il est égal à la constante de temps de relaxation diélectrique ( $\tau_{maj} = \epsilon_0 \epsilon)sc/\sigma_s$ ;  $\sigma_s$  est la conductivité) et reste très petit devant la période du signal alternatif pour celui des minoritaires.

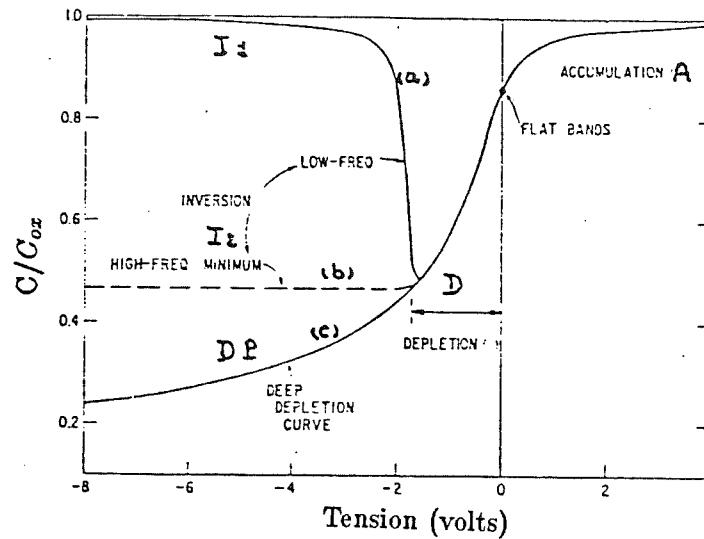


Fig. A.3 - Caractéristiques  $C(V)$  : (a) haute fréquence  
(c) basse fréquence

Les minoritaires de la couche d'inversion ont plusieurs origines :

1. des trous sont générés et se recombinent dans la zone de déplétion
2. des trous sont générés par effet tunnel direct ou indirect
3. dans les dispositifs réels, des trous peuvent être générés et se recombiner par l'intermédiaire des états d'interface
4. des trous sont créés par une illumination ( $h\nu > E_g$ ) volontaire si l'électrode est semi-transparente

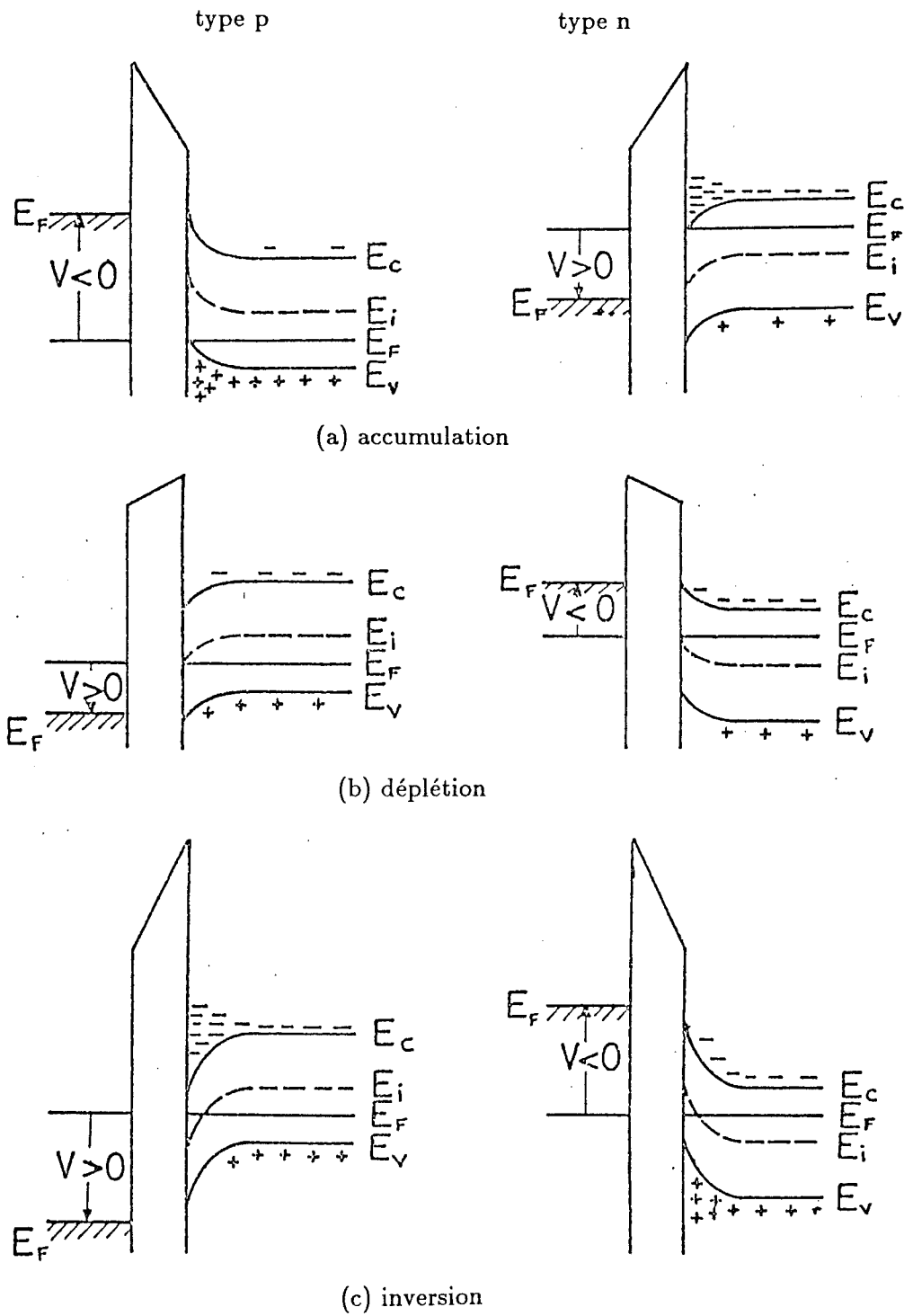


Fig. A.4 - Structure de bande d'une capacité MOS.

## A.2. MIS réelle.

Le choix de l'isolant pour les semiconducteurs qui ne possèdent pas d'oxyde naturel intervient dans la qualité des courbes expérimentales en fonction des courbes théoriques.

## A.2.1. Le travail de sortie.

Le travail de sortie est l'énergie minimum qu'il faut fournir à l'électron pour le libérer de l'emprise du noyau. En l'absence de tout potentiel extérieur, la hauteur de barrière entre le métal et le semiconducteur est donnée par la différence de leur travail de sortie  $\phi_{ms}$  :

$$\phi_{ms} = \phi_m - \chi_s - \frac{E_g}{2} + a \phi_B$$

où  $a$  est une constante dépendant du semiconducteur :

$a = + 1$  pour un type n

$a = - 1$  pour un type p

$\phi_{ms}$  : différence d'énergie potentielle entre le métal et le semiconducteur

$\phi_m$  : travail de sortie du métal

$\chi_s$  : l'affinité électronique

$E_g$  : énergie de la bande interdite

$\phi_B$  : différence entre l'énergie du niveau de Fermi à l'interface et l'énergie intrinsèque dans le volume du semiconducteur.

$$\varphi_{ms} = \varphi_m + \chi_s + \frac{E_g}{2q} + a \varphi_B$$

$\varphi_{ms}$  représente le potentiel d'extraction de la MIS. Pour retrouver des bandes plates comme dans le cas idéal, à polarisation nulle, il faudrait appliquer une tension  $V_g = V_{fb} = -\varphi_{ms}$ .



Outre la différence des travaux de sortie et la polarisation extérieure, un autre phénomène modifie la barrière de potentiel, et par suite les différents régimes de fonctionnement, la présence de charges localisées à l'interface isolant-semiconducteur. Ces charges créent une différence de potentiel entre le métal et le semi-conducteur. Ainsi, en prenant en considération la différence des travaux de sortie et la présence des charges d'interface, la tension de polarisation nécessaire à l'établissement du régime des bandes plates s'écrit :

$$V_{fb} = - \left( \varphi_{ms} - \frac{Q_{ss}}{C_{ox}} \right)$$

$V_{fb}$  est appelée la tension de bandes plates.

Par rapport aux courbes théoriques, les caractéristiques  $C(V)$  sont translattées suivant l'axe des abscisses vers les tensions positives (resp. négatives) si  $V_{fb}$  est positive (resp. négative), voir figure A.5.

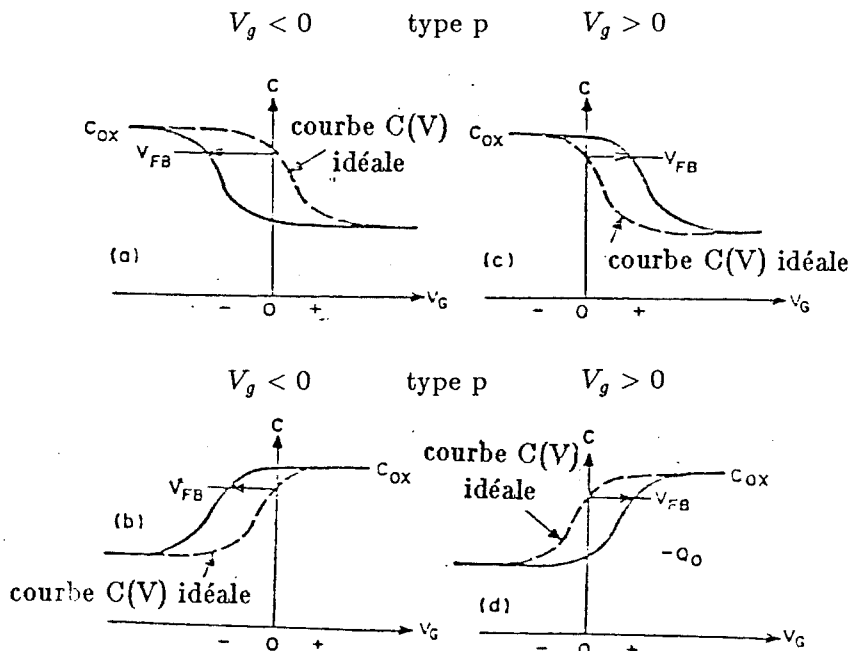


Fig. A.5 - Effet de la tension de bande plate sur les courbes  $C(V)$  hautes fréquences.

### A.2.2. Charges dans l'isolant.

Des charges apparaissent dans l'oxyde lors de la fabrication du dispositif ou au cours d'opérations ultérieures, effet de radiation par exemple. On peut répartir ces charges en deux catégories du point de vue de leur effet sur les courbes  $C = f(V_g)$ .

Plusieurs effets peuvent perturber les courbes décrites par un modèle simplifié

- des charges fixes localisées
  - à la surface du semiconducteur sur une distance de 20 nm
  - à l'interface semiconducteur-isolant
  - réparties dans le volume de l'isolant
- des ions mobiles comme par exemple le sodium qui peuvent migrer à l'intérieur de l'isolant sous l'action d'un champ électrique ou de la température.
- des pièges qui peuvent être ionisés par radiation lumineuse.

Leur présence modifie le champ dans l'isolant et donc également la courbure des bandes pour une polarisation donnée.

L'effet des charges dans l'isolant sur les courbes  $C(V)$  est également une translation suivant l'axe des tensions avec éventuellement, une déformation et une hystérésis si les charges sont mobiles à la température de la mesure. L'effet se fait d'autant plus sentir que les charges se situent près de l'interface, il est nul si elles se trouvent au voisinage de la grille.

### A.2.3. Etats d'interface et pièges.

La discontinuité de la périodicité du réseau cristallin (entre l'oxyde et le semi-conducteur) et la présence d'impuretés sont responsables de la mauvaise qualité de l'interface. Les défauts de liaison et les tensions mécaniques laissent des liaisons libres. Tous ces états peuvent être interprétés comme des niveaux d'énergie permis dans la bande interdite du semiconducteur. Les états d'interface associés à ces défauts, peuvent échanger des charges avec la bande de conduction (resp. bande de valence) en émettant et en capturant un électron (resp. un trou).

On peut associer une capacité à la variation de charge de l'état d'interface en fonction de la composante alternative du potentiel de surface. Cette variation de charge n'a lieu que si le niveau de Fermi à l'interface imposé par la polarisation continue coïncide avec le niveau de l'état.

Un autre type d'état peut exister dans les structures MIS. Des pièges localisés dans l'isolant près de la surface du semiconducteur peuvent échanger des charges par effet tunnel. La constante de temps  $\tau_{tu}$  dépend de leur distance par rapport à l'interface :

$$\tau_{tu} = \tau_0 e^{2K_0 x}$$

$\tau_0$  est la constante de temps des pièges à l'interface et  $K_0$  la constante d'atténuation de la fonction d'onde de l'électron <sup>(52)</sup>.

L'effet des charges dans l'isolant sur les courbes  $C(V)$  est une translation, sans déformation, suivant l'axe des tensions, en introduisant l'analogie d'une prépolarisation de la grille  $V_g = Q_{ox}/C_{ox}$ . Les états d'interface introduisent au contraire une déformation de la courbe  $C(V)$  (fig. A.6). Cette fois-ci, le décalage dépend du potentiel de surface puisque l'état de charge d'un niveau est fonction de sa position par rapport au niveau de Fermi.

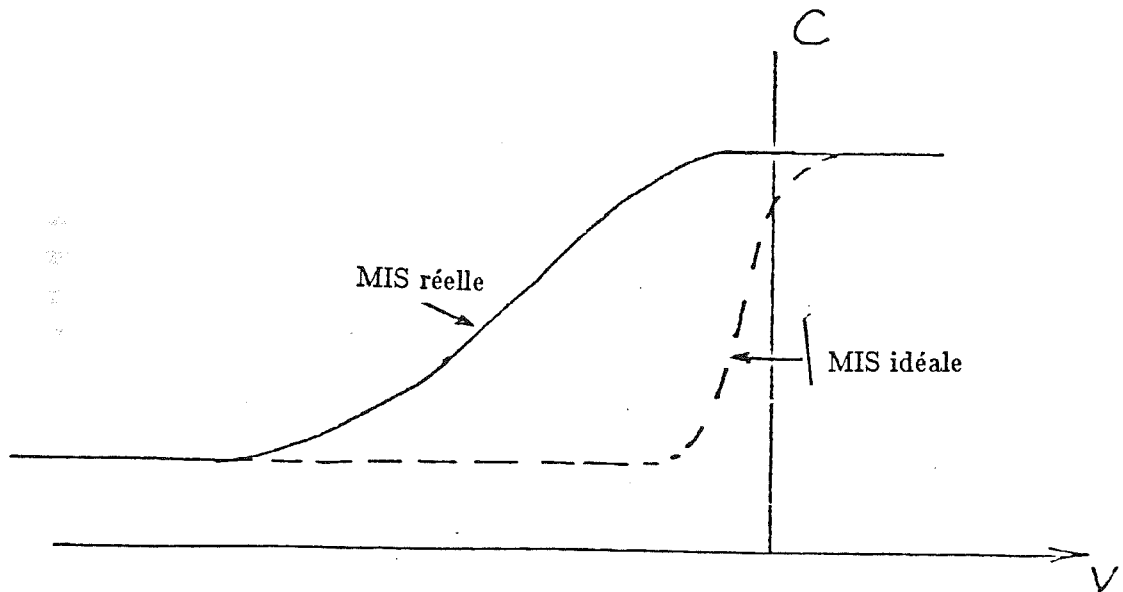


Fig. A.6 - Effet des états de surface sur une courbe  $C(V)$  haute fréquence.

#### A.2.4. Hystérésis.

Ce phénomène apparaît sur les caractéristiques capacité-tension entre les courbes aller (accumulation  $\rightarrow$  inversion) et les courbes retour (inversion  $\rightarrow$  accumulation). L'hystérésis est arbitrairement définie par le rapport à mi-hauteur des caractéristiques  $C(V)$  à hautes fréquences. En général, une hystérésis de 10 à 20 % est observée.

Les ions mobiles dans l'oxyde se déplacent suivant le signe de la polarisation  $V_g$ . Initialement, les ions sont localisés à l'interface métal-isolant<sup>(53)</sup>. Ils se déplacent vers l'interface isolant semi-conducteur pour une tension positive et reviennent vers le métal quand la tension devient négative.

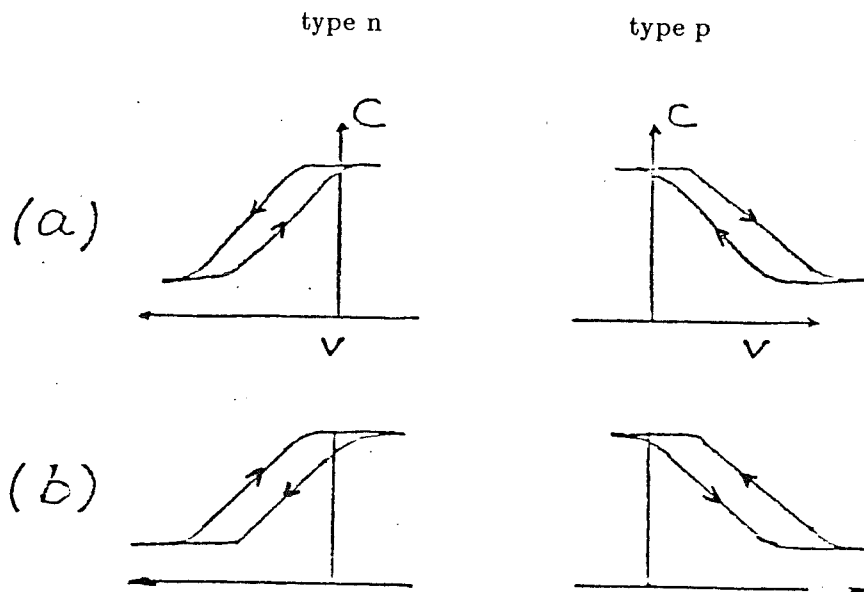


Fig. A.7 - Effet d'hystérésis sur les courbes  $C(V)$  haute fréquence :  
 (a) présence d'ions mobiles, d'une polarisation de l'isolant ou d'une injection à partir du métal  
 (b) injection à partir du semiconducteur.

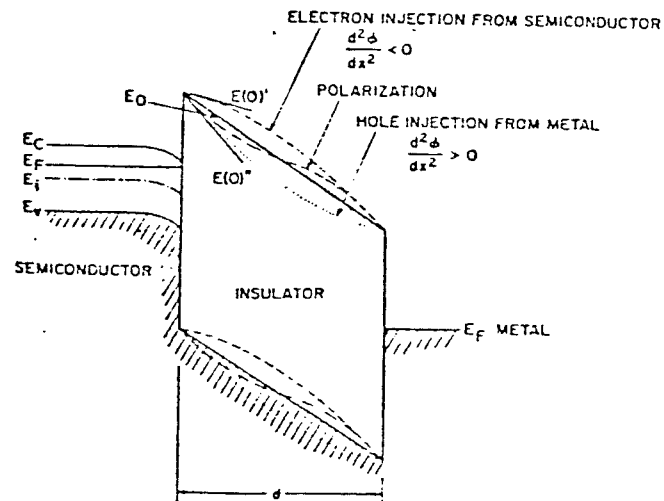


Fig. A.8 - Effet de l'injection des porteurs sur le champ électrique dans l'isolant.

Une autre cause d'hystérésis est l'injection de porteurs dans l'isolant à partir du semiconducteur ou du métal. Le sens de l'hystérésis est pour un semiconducteur de type n, dans le sens des aiguilles d'une montre si l'injection provient du semiconducteur et dans l'autre sens si elle provient du métal (fig. A.7). On peut le comprendre en examinant le diagramme de bandes d'une structure MIS polarisée positivement. Les électrons issus du semiconducteur, piégés dans l'isolant, induisent une diminution du champ électrique au voisinage de l'interface  $E'(0)$  sur la figure A.8, tandis que l'injection de trous à partir du métal augmente celui-ci  $E''(0)$ . En conséquence, quand on effectue un balayage vers les tensions négatives,  $E'(0)$  précèdera  $V_{ox}/d$  dans le premier cas, tandis que  $E''(0)$  lui succèdera dans le deuxième cas <sup>(54)</sup>.

L'hystérésis croît avec l'excursion de tension continue, suivant le mode de fonctionnement (accumulation profonde ou inversion profonde).

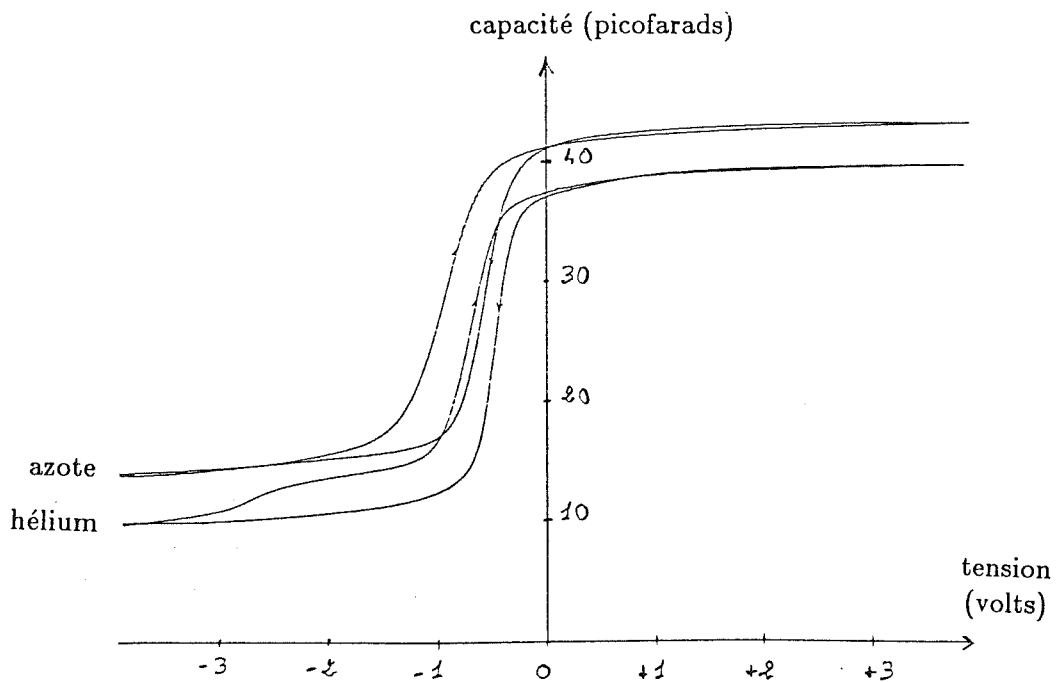


Fig. A.9 - Courbe  $C(V)$  de la matrice InSb CID-SAT en fonction de la température.

## A.3. Mesures sur la matrice CID-SAT 32 x 32

La figure A.9 représente la courbe  $C=f(V)$  d'une ligne de la matrice prototype, c'est à dire 32 capacités MIS-InSb en parallèle + la capacité parasite. Dans ces conditions de câblage, la capacité mesurée sur l'ensemble des lignes de la matrice est comprise entre 40 et 45 pF (à la température de l'hélium liquide).

Entre la température de l'azote liquide et celle de l'hélium liquide, la capacité de toutes les lignes de la matrice InSb-CID diminue de 5 pF : on observe une translation de l'ensemble de la courbe vers le bas. La seule différence qui apparaisse est une hystérésis plus importante en mode d'inversion.

La figure A.10 confirme l'effet capacitif de la liaison kapton qui provoque la diaphonie, vu au paragraphe X.1. La capacité ligne diminue de 6 pF lorsque les deux lignes voisines (dans le kapton) sont reliées à la masse électrique. La valeur de la capacité ligne diminue encore de 7 pF (13 pF au total) lorsque toutes les autres lignes sont reliées à la masse électrique.

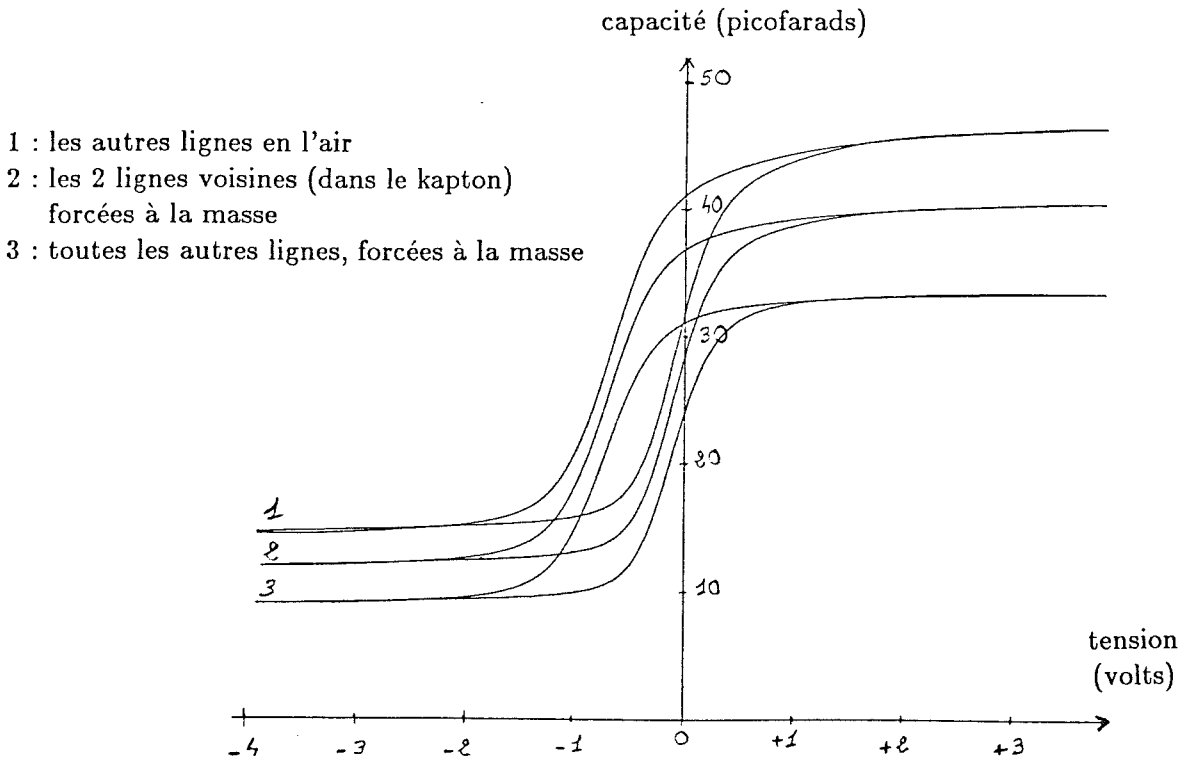


Fig. A.10 - Effet capacitif de la liaison kapton sur la mesure  $C=f(V)$

## Annexe B.

## Description des signaux de commande.

La tension de déplétion ligne  $V_l$  est appliquée pendant  $2 \mu s$  toutes les  $64 \mu s$ , en permanence quel que soit le mode d'utilisation de la matrice : intégration ou lecture. Cette remise au potentiel  $V_l$  maintient une charge constante  $Q_l$  sur les électrodes lignes du détecteur.

Le scanner ligne utilisé en portes analogiques, applique la tension  $V_l$  sur toutes les lignes en même temps, puis les laisse toutes flottantes en même temps.  $\phi_L$  est son signal de commande.

La tension de déplétion colonne  $V_{ref}$  est appliquée en permanence pendant l'intégration (le signal de commande est  $\phi_C$ ). Au début de la lecture, le scanner colonne est réinitialisé par le signal  $S_r$ . Le registre à décalage avance sur le front montant de  $\phi_1$  et relie la colonne sélectionnée au potentiel  $V_l$  quand  $\phi_1$  est au niveau 1, soit pendant  $2 \mu s$ .

Les signaux  $RAZ$  et  $SH_1$  pilotent les relevés du potentiel ligne. Les mesures de la tension ligne sont effectuées  $28 \mu s$  après la remise à la tension de déplétion  $V_l$  pour  $RAZ$ , et  $28 \mu s$  après l'impulsion  $V_l$  (transfert) pour  $SH_1$ .

Une colonne est lue toutes les  $512 \mu s$  en mode de lecture, valeur qui représente la période des signaux  $\phi_1$ ,  $RAZ$  et  $SH_1$ . Les 32 informations de la colonne  $Y_j$  sont traitées et converties avant le début de la lecture de la colonne  $Y_{j+1}$ .

Le signal  $SH_2$  gère le convertisseur analogique-digital sur le front de montée. Ce signal est aussi utilisé pour charger les informations digitalisées vers l'émetteur



fibre. Le sérialisateur utilisé envoie des mots de 16 bits par paquets de 2 octets. Les 16 bits comprennent les 14 bits de données auxquelles s'ajoutent le bit de début d'image et le bit de positionnement (observation en modulé).

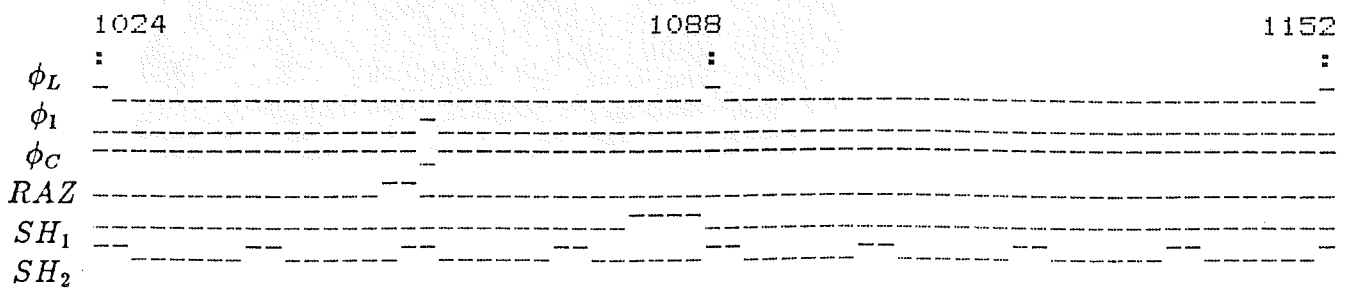
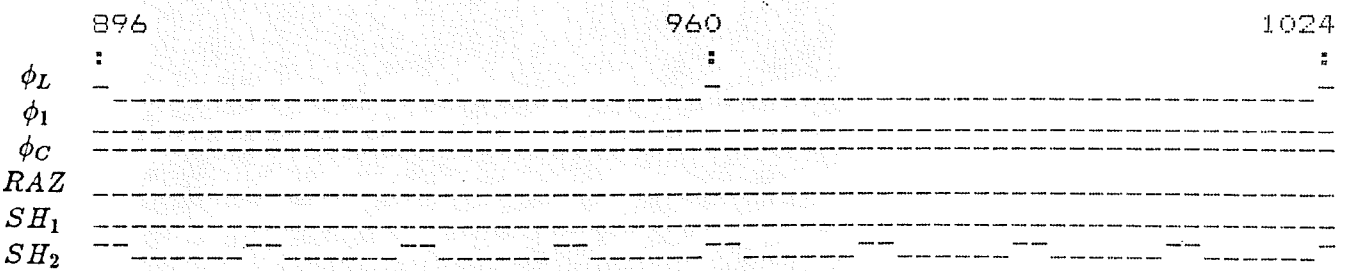
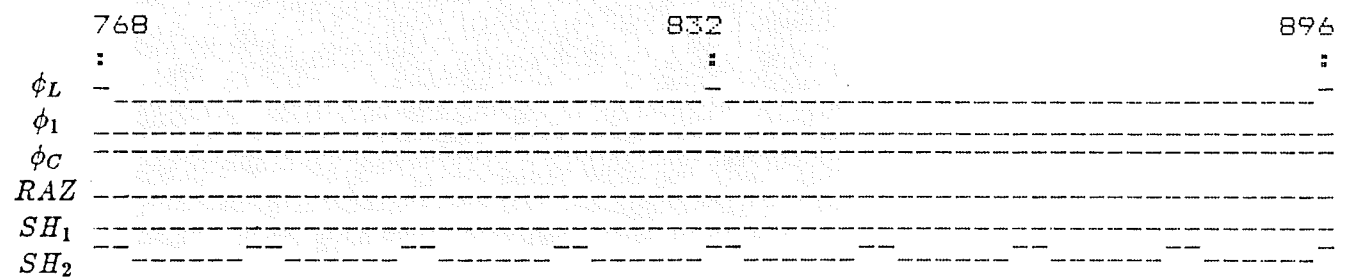
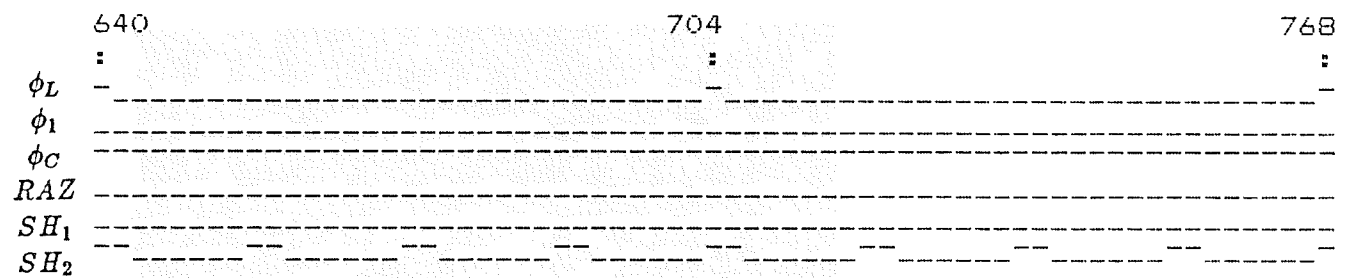
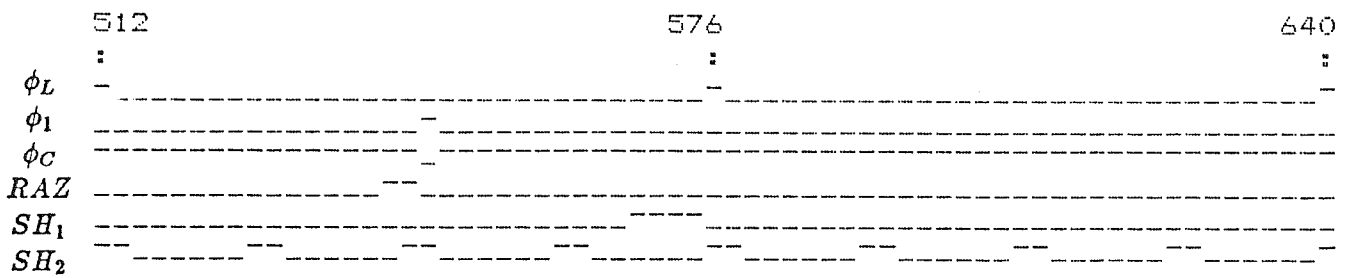
période de  $SH_2$ :  $16 \mu s$

Timing des signaux de commande en mode lecture.

actif sur front descendant :  $RAZ$  ,  $SH_1$

actif au niveau 1 :  $\phi_L$  ,  $\phi_1$  ,  $\phi_C$

Un tiret =  $2 \mu s$ .



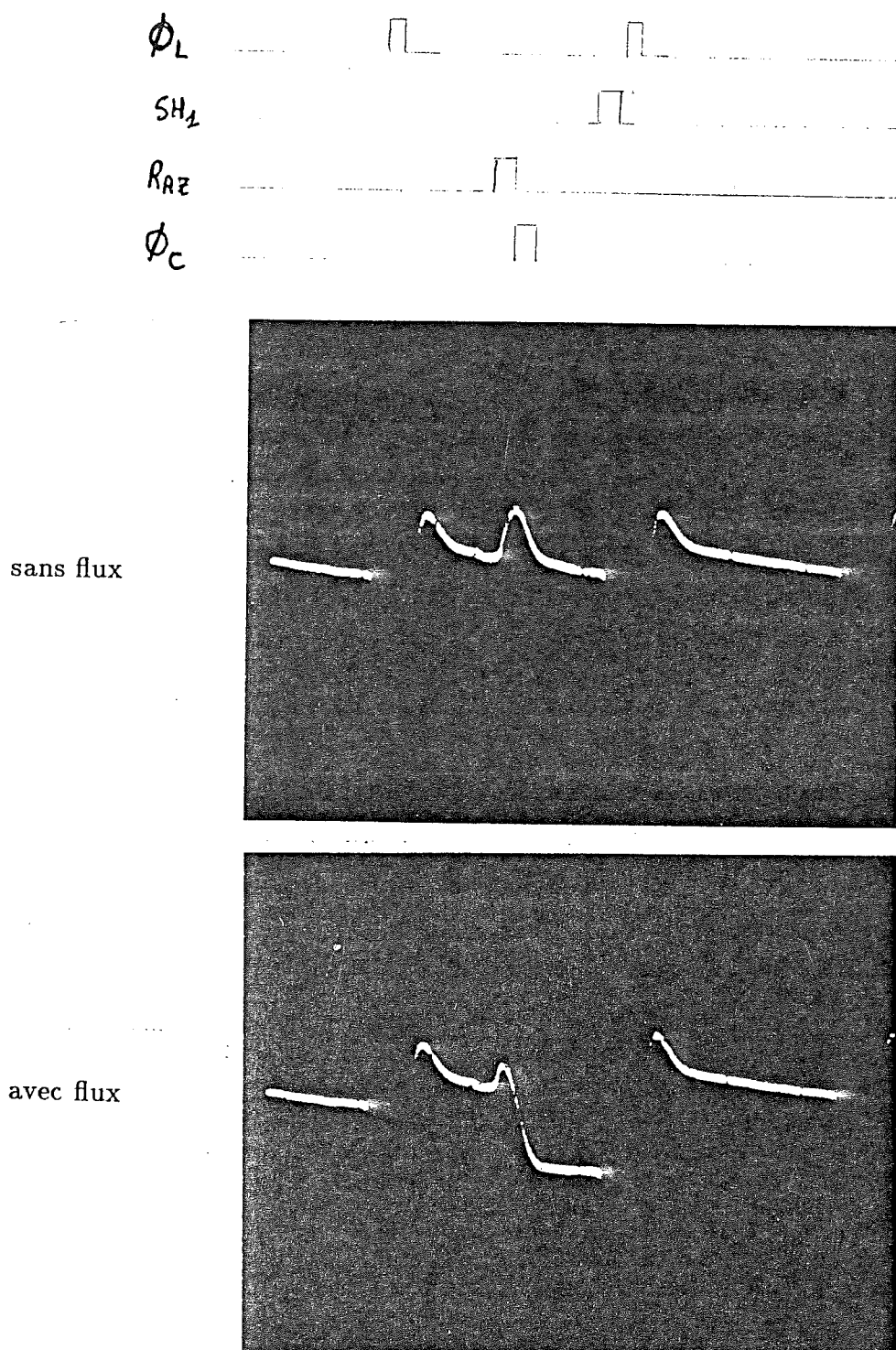


Fig. B.1 - Chronogramme des signaux de commande.  
Signal électrique d'une ligne.

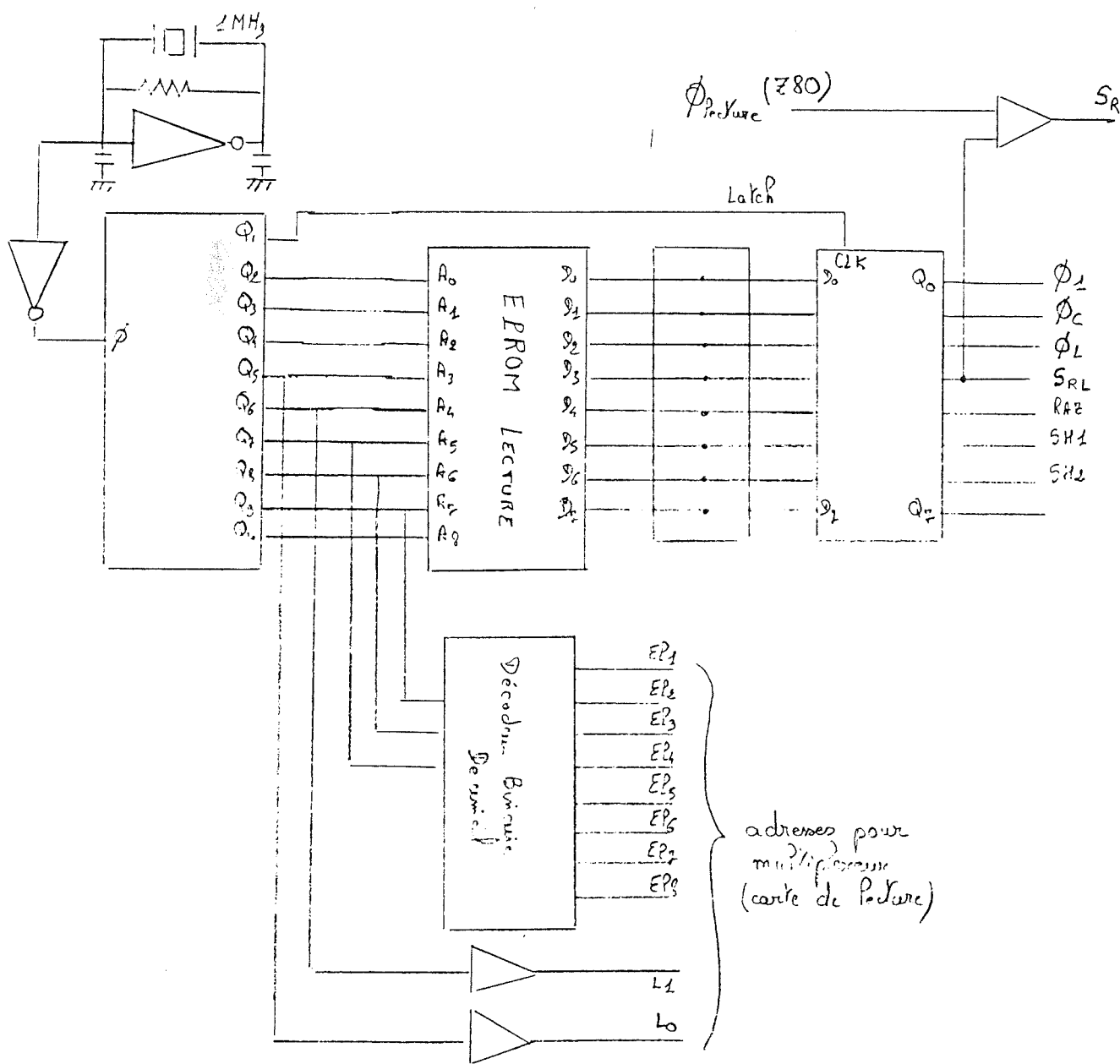
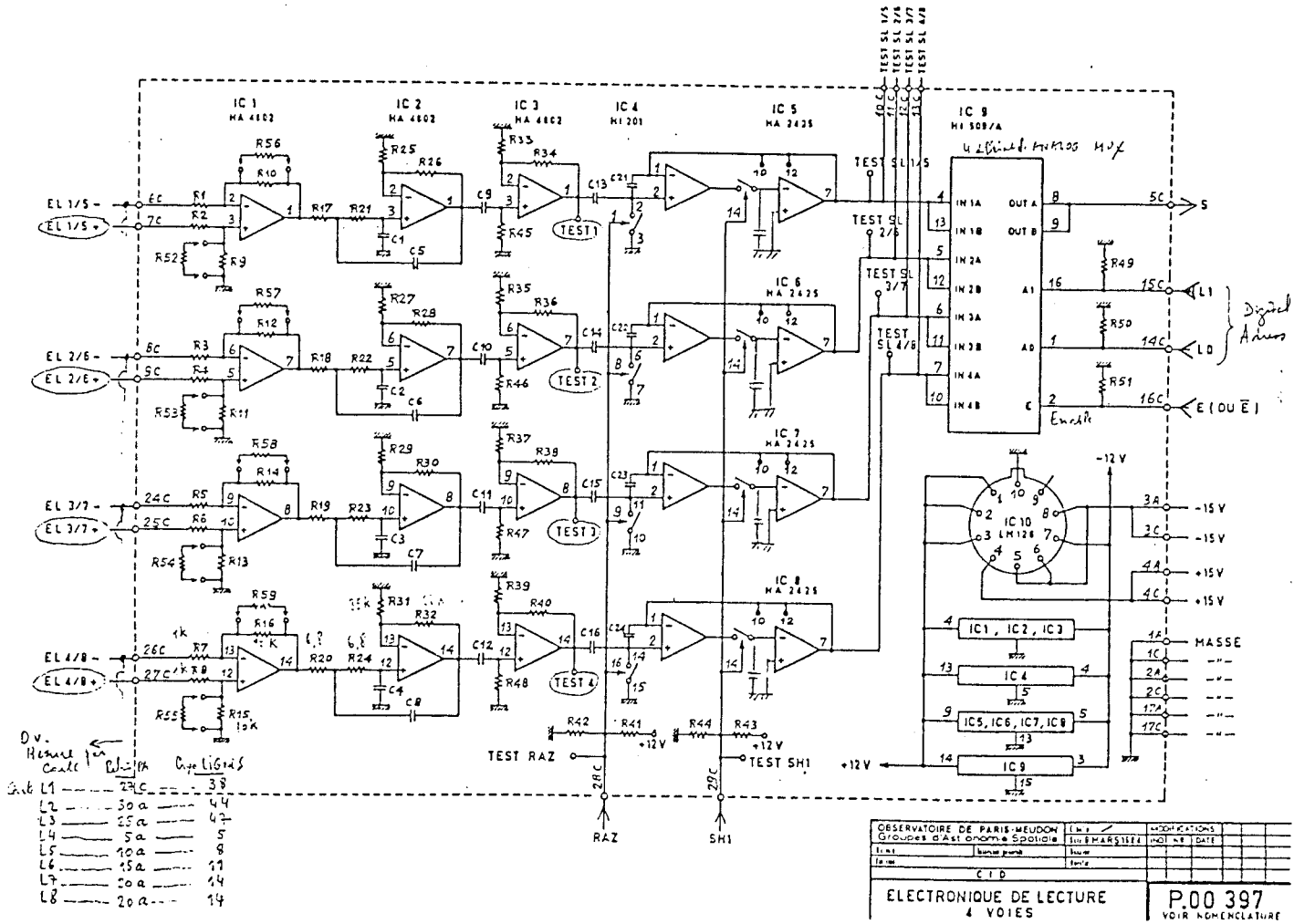


Fig. B.2 - Schéma électrique de la carte ROM.

Fig. B.3 - Schéma électrique d'une carte de lecture (4 voies).



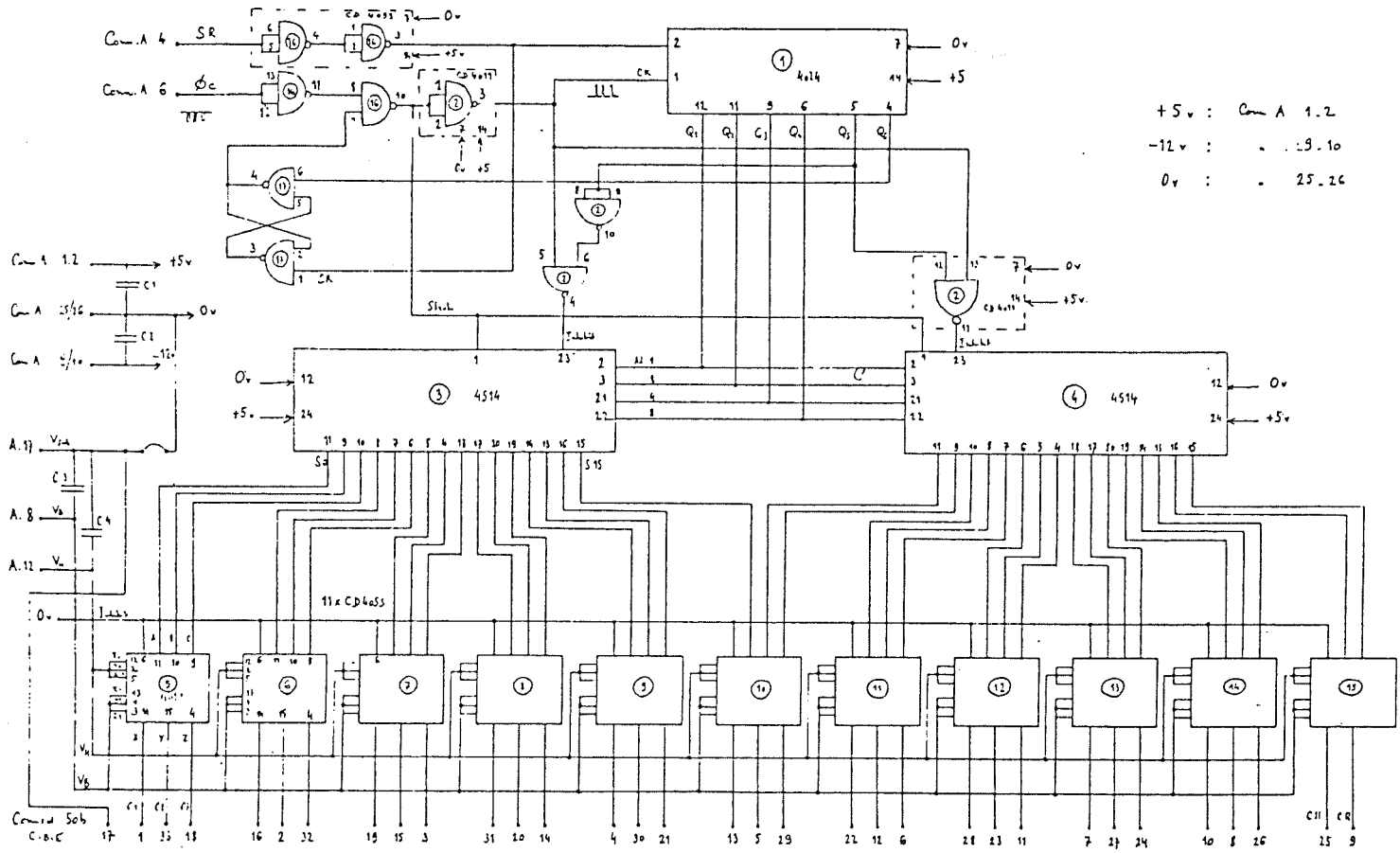


Fig. B.4 - Schéma électrique de la carte colonne.

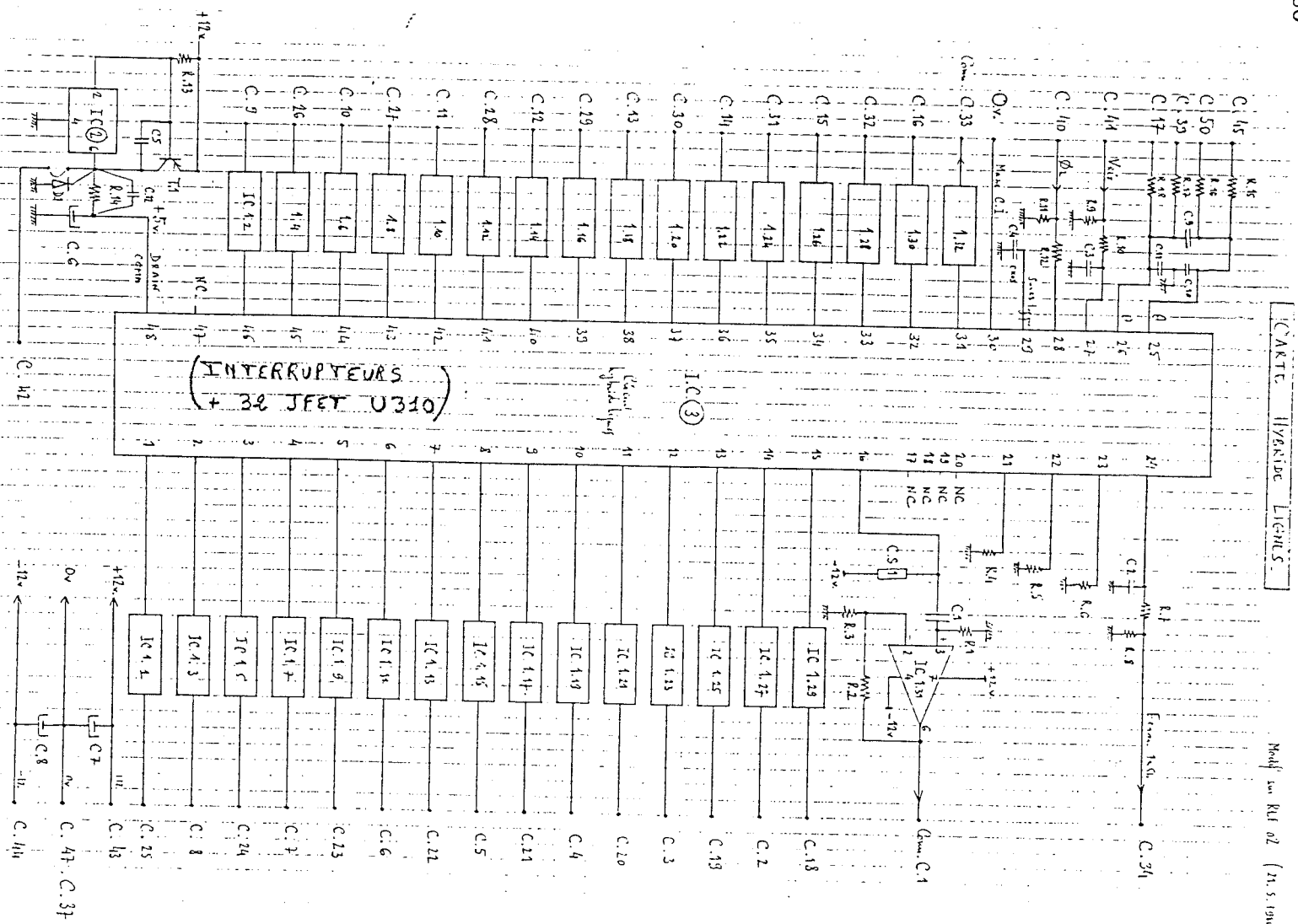
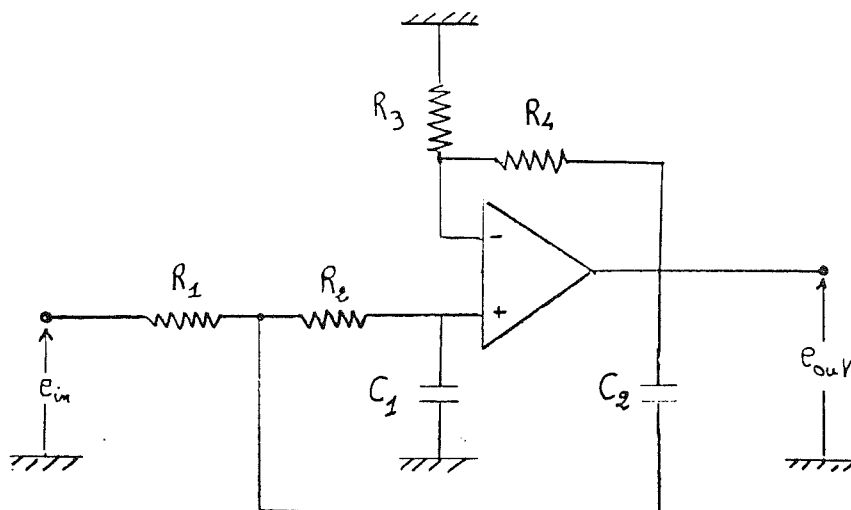


Fig. B.5 - Schéma électrique de la carte hybride ligne.

## Annexe C.

## Filtre du second ordre.

Le filtre passe-bas utilisé dans la chaîne de traitement est du second ordre :



La fonction de transfert de ce système est la suivante :

$$\frac{e_{out}}{e_{in}} = \frac{1 + \frac{R_4}{R_3}}{\frac{R_1 R_2 C_1 C_2}{-\omega^2 + \left( \frac{1}{R_2 C_1} + \frac{1}{R_1 C_1} + \frac{R_4}{R_3 R_2 C_2} \right) j\omega + \frac{1}{R_1 C_1 R_2 C_2}}}$$

La pulsation de coupure et le coefficient d'amortissement de ce filtre sont :

$$\omega_{coupure} = \frac{1}{\sqrt{R_1 C_1 R_2 C_2}}$$

$$d = \frac{1}{\omega_{coupure}} \left( \frac{1}{R_2 C_1} + \frac{1}{R_1 C_1} + \frac{R_4}{R_3 R_2 C_2} \right)$$



où  $d = 2 \delta$   $\delta$  : coefficient d'amortissement.

Les conditions à respecter sont d'une part, le théorème de Shannon en ce qui concerne la fréquence de coupure, et d'autre part la stabilisation de la tension au moment de l'échantillonnage. La première condition permet de déterminer la fréquence de coupure, tandis que la seconde fixe le temps d'établissement. Il est plus aisé de réaliser ces deux conditions lorsque elles sont indépendantes. Pour cela, il suffit de faire  $R_1 = R_2 = R$  et  $C_1 = C_2 = C$ . Ainsi, la fonction de transfert devient simplement :

$$\frac{e_{out}}{e_{in}} = \frac{1 + \frac{R_4}{R_3}}{-\omega^2 R^2 C^2 + j\omega RC \left(2 - \frac{R_4}{R_3} + 1\right)}$$

Finalelement :

$$\omega_{coupure} = \frac{1}{RC} \quad d = 2 - \frac{R_4}{R_3}$$

Soit pour  $C = 330 \text{ pF}$ .

$$R = 6.8 \text{ k}\Omega$$

$$R_3 = 39 \text{ k}\Omega$$

$$R_4 = 22 \text{ k}\Omega$$

$$\text{fréquence de coupure } f_0 = \frac{1}{2\pi RC} = 70 \text{ KHz} \quad \text{soit} \quad \Delta t = 14 \mu s$$

$$\text{coefficient d'amortissement } \delta = 1 - \frac{R_4}{2R_3} = 0.72$$

## Annexe D.

## Sources de bruit d'un amplificateur JFET.

- Les fluctuations thermiques du courant dans le canal peuvent être représentées par une source de bruit à l'entrée donnée, par  $e = (4 kT \alpha) / g$ , où  $\alpha$  est une constante voisine de 0.7 et  $g$  la transconductance. Lorsque  $T$  décroît depuis la température ambiante jusqu'à la température de l'azote liquide,  $\alpha$  croît à cause de l'augmentation de la mobilité des porteurs.
- Ces fluctuations sont aussi couplées capacitivement avec la grille produisant un courant de bruit partiellement corrélé avec  $e_n$  qui vaut  $i_{ccr} = \frac{3}{8} e_n \omega C$
- Le bruit de génération recombinaison est la somme de différents bruits dus aux impuretés. Ces pièges donnent un spectre de bruit en  $1/f^a$  avec  $a$  compris entre 1 et 2. Klein <sup>(35)</sup> a démontré que si l'on refroidissait le composant, ce bruit restait constant mais son spectre dérivait vers les basses fréquences. Ce bruit qui varie avec les impuretés provoque une dispersion entre les puces. Le courant de fuite est donné par  $i_f = \sqrt{2qI_f}$  où  $I_f$  est le courant de fuite de la grille. On peut facilement l'éliminer en refroidissant le composant car le courant de fuite décroît exponentiellement avec la température.
- Le diélectrique du FET de tête provoque une autre source de bruit. Il produit un courant de bruit équivalent à un résistor avec une résistance égale à la partie réelle de son impédance :  $i_{die} = \sqrt{4kT\omega C_{die} \tan \delta}$  où  $\tan \delta$  est le facteur de perte de la capacité d'entrée  $C_{die}$  typiquement 0.3 pF. Pour le matériau standard du FET d'entrée,  $\tan \delta \simeq 0.003$ .

Si  $C_{tot}$  représente la somme de la capacité d'entrée du préamplificateur et de la capacité dont on veut mesurer la charge alors le bruit total résultant de ces différentes sources s'écrit <sup>(35)</sup> :

$$e_{tot} = \sqrt{e_n^2 + e_{gr}^2 + \left(\frac{i_{ccr}}{\omega C_{tot}}\right)^2 + \left(\frac{i_f}{\omega C_{tot}}\right)^2 + \left(\frac{i_{die}}{\omega C_{tot}}\right)^2}$$

## Références bibliographiques.

- 1 *E. Rosencher*  
Les transistors à base métallique.  
La Recherche , numéro 184 , Janvier 1987
- 2 *C.R. McCreight*  
Two dimensionnal infrared detector arrays.  
Proceedings IAU on the very large telescopes, ESO , p.585 , 1984.
- 3 *M.E. McKelvey , C.R. McCreight , J.H. Goebel and A.A. Reeves*  
Charge injection device 2 x 64 element infrared array performance.  
Applied optics , Volume 24 , p.2549 , 1985
- 4 *J.H. Goebel and C.R. McCreight*  
Integrated infrared array technology  
Proceedings ESO-OHP , The Optimisation of the use of the CCD  
Detectors in Astronomy , p.261 , 1986.
- 5 *Infrared Space Observatory*  
Rapport d'études sur la phase A.
- 6 *A. Sasaki*  
Effective-mass superlattice Physical  
Physical Review B20 , p.7014 , 1984
- 7 *V. Roberts and J.F. Quarrington*  
Journal Electronics 1 , p.152 , 1956
- 8 *E.S. Koteles and W.R. Datars*  
Temperature dependence of the electron effective mass in InSb  
Physical review B. , Vol. 9 , p.568 , 1974
- 9 *A. Gazali et J. Serre*  
Multiple-Scattering Approach to the Formation of the impurity  
Band in Semiconductors  
Physic Review Letters , volume 48 , p.886 , 1982

- 10 *A.Kadri*  
Transition métal-non métal dans l'InSb (n) à densité de porteurs libres contrôlée par un niveau à relaxation de réseau.  
Thèse de Docteur Ingénieur , 1982
- 11 *D.G. Seiler , M.W. Goodwin & A. Miller*  
Resonant Magneto-optical Transitions from a Mid-Gap Level in n-InSb  
Physics Review Letters , Volume 44 , p. 807 , 1980
- 12 *H. Mathieu*  
Physique des semiconducteurs et des composants électroniques  
Ed. Masson , 1987
- 13 *B. Lengeler*  
Semiconductor devices suitable for use in cryogenic environments  
Cryogenics , p.439 , 1974
- 14 *E.H. Putley*  
Electrical conduction in n-type InSb between 2 K et 300 K  
Proceeding Physical Society , volume 73 , p.280 , 1959
- 15 *S.M. Sze*  
Physics of Semiconductors Devices  
Ed. J. Wiley & sons , 2nd edition , 1981
- 16 *R.A. Laff & H.Y. Fan*  
Carrier lifetime in Indium Antimonide  
Physical Review , Volume 121 , p.53 , 1961
- 17 *C.R. Pidgeon and R.N. Brown*  
Interband Magneto - Absorption and Faraday Rotation in InSb  
Physical review , Volume 146 , p.575 , 1966
- 18 *J.L. Monin*  
Conception et réalisation d'une caméra astronomique basée sur un détecteur infrarouge bidimensionnel. Résultats astrophysiques.  
Nouvelle thèse , Université Paris VII , 1987
- 19 *A.S. Grove*  
Physics and technology of semiconductors devices  
Ed. John Wiley and sons , New York , 1967
- 20 *A. Lussereau*  
Limitation des performances des structures bidimensionnelles CID sur InSb par la génération thermique  
Thèse 3 cycle , 1983
- 21 *J.E. Carnes , W.F. Kosonocky & E.G. Rambey*  
Free charge transfert in Charge Coupled Devices  
I.E.E.E. transactions on electrons devices , volume 19 , p798-808 , 1972

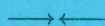
- 22 *Strain & Schryer*  
A non linear diffusion analysis of Charge Coupled Devices  
Bell Syst. Tech. Journal , Volume 50 , p1721-1740 , 1971
- 23 *C.K. Kim & M. Lenzlinger*  
Charge transfert in Charge Coupled Devices  
Journal Appl. Phys. , Volume 42 , p3586-3594 , 1971
- 24 *S.R. Hofstein & G. Warfield*  
Physical limitations on the frequency response of a semiconductor inversion layer  
State electron , Volume 8 , p321 , 1965
- 25 *J.E. Carnes & W.F. Konosocky*  
Fast interface-state losses in charge-coupled devices  
Appl. Phys. Lett. , volume 20 , p261 , 1972
- 26 *R.A. Laff & H.Y. Fan*  
Carrier lifetime in Indium Antimonide  
Physical review , Volume 121 , p 53 , 1961
- 27 *H.S. Lee and L.G. Heller*  
Charge control method of charge coupled device transfer analysis  
IEEE Transactions on electron Devices , volume 19 , p.1270 , 1972
- 28 *C. Anagnostopoulos*  
Signal readout in CID image sensors  
IEEE Transactions on Electron Devices , ED-25 , p 85 , 1978
- 29 *J.P. Chatard , A. Lussereau et D. Llorans*  
Status of SAT CID InSb detector technology and applications  
SPIE Cannes 1985
- 30 *S.R. Jost*  
Dark current phenomena in InSb insulator semiconductors detectors  
General Electric Compagny.
- 31 *E.L. Wolf*  
Solid state phys. , Volume 20 , 1975
- 32 *W.W. Anderson*  
Tunnel current limitations of narrow bandgap infrared Charge Coupled Devices  
Infrared Physics , Volume 17 , p147 , 1977
- 33 *Infrared Handbook*
- 34 *Acta Electronica - Spécial Infrarouge - Cahier numéro 3*  
Edité par les laboratoires d'électronique et de physique appliquée  
Avril 1962
- 35 *S. Klein , W. Innes & J.C. Price*  
Audiofrequency of JFET noise versus temperature in a high impedance preamplifier  
Rev. Sci. Instrum. , Volume 56 , p.1941 , 1985

- 36 *D. Stefanovitch*  
Rapport interne , 1986
- 37 *J.M. Pimbley & G.J. Michon*  
Charge detection modeling in solid-state image sensors  
IEEE Transactions on electron devices , Volume 34 , p.294 , 1987
- 38 *J.E. Carnes & W.F. Kosonocky*  
Noise sources in Charge-Coupled-Devices  
R.C.A. Review , Volume 33 , p.327 , 1972
- 39 *I. Lundstrom & C. Svenson*  
Tunneling to traps in insulators  
J.Appl.Phys. , Volume 43 N° 12 , p.5045 , 1972
- 40 *M. Mohsen & M.F. Tompsett*  
The effects of bulk traps on the performance of bulk Channel Charge  
Coupled Devices  
IEEE Trans. Elect. Device , ED-21 , p.701 , 1974
- 41 *J.P. Chatard*  
Thèse de Docteur Ingénieur , 1982
- 42 *D.F. Barbe*  
Imaging Devices using the Charge Coupled Concept  
Proceedings of the IEEE , Volume 63 , p.38 , 1975
- 43 *F. Lacombe*  
Imagerie sur grands télescopes et méthodologie d'observation avec un  
dispositif à transfert de charges.  
Nouvelle thèse , Université Paris VII.
- 44 *J.C. Pickel & M.D. Petroff*  
Nuclear radiation induced noise in infrared detectors  
IEEE Transactions on Nuclear Science , Volume 22 , p.2456 , 1975
- 45 *J.P. Mitchell*  
IEEE Transactions on Electron Devices , ED-14 , p.764 , 1967
- 46 *K.H. Zaininger and A.G. Holmes - Siedle*  
A survey of radiation effects in Metal-Insulator-Semiconductor Devices  
RCA Review , p.208 , June 1967
- 47 *C.A. Klein*  
Bandgap dependence and related features of radiation ionization energies  
in semiconductors  
J. Appl. Phys. , Volume 39 , p.2029 , 1968
- 48 *CEA - DAM*
- 49 *W.J. Forrest , A. Moneti , C.E.Woodward , J.L. Pipher and A. Hoffman*  
The new near-infrared array camera at the university of Rochester  
Publications of the Astronomical Society of the Pacific , p.183 , fevrier 1985

- 50 *J.L. Monin , I. Vauglin , F. Sibille et L. Audaire*  
A new infrared camera for the 2-5  $\mu\text{m}$  range.  
Astronomy and Astrophysics , numero 172 , p.368 , 1987
- 51 *R.S Warwick and A. Humrich*  
An evaluation study of a Charge injected Device for application in  
focal plane instrumentation for UKIRT  
UKIRT Project , Universite de Leicester , Decembre 1983
- 52 *F.P. Meiman & G. Warfield*  
The effect of oxyde traps on the MOS capacitance  
I.E.E.E. Transaction on Electronique Devices , Volume 2 , p.165 , 1965
- 53 *E.H. Snow , A.S. Grove & B.E. Deal*  
Ion transport phenomena in insulating films  
Journal Appl. Phys. , Volume 31 , p.1664 , 1965
- 54 *A. Bosseboeuf*  
Dépôt à basse température par pulvérisation ionique réactive de  
nitruire de silicium sur AsGa  
Thèse 3 cycle. , Université de Paris VII , 1983
- 55 *F. Lacombe , P. Léna et D. Rouan*  
Subarcsecond imaging of the the galactic center in the near infrared.  
Colloque infrarouge " Ground-based Astronomical Observations  
with Infrared Array Detectors " Hawai - Mai 87
- 56 *D. Rouan , A. Omont , F. Lacombe et T. Forveille*  
Direct observation of a disk in a very icy circumstellar envelope :  
Iras 09371+1212 the "frosty leo nebula".  
Astronomy and Astrophysics Letters - (à paraître)



## RESUME



Cette étude révèle le comportement d'une matrice de détection infrarouge portée à la température de l'hélium liquide (4.2K). La Société Anonyme de Télécommunications (France) réalise la matrice de détection 32x32 éléments senseurs, à lecture CID (Charge Injected Devices) sur substrat InSb (antimoniure d'indium). Son utilisation à la température de l'hélium liquide est différente de celle prévue par son fabricant (77 K). En particulier, le comportement du courant d'obscurité varie fortement entre ces deux valeurs de T. Seul le courant tunnel est encore actif à la température de l'hélium liquide (les courants d'origine thermique s'annulent). Sensible au potentiel de surface du semiconducteur, le courant tunnel de la structure MIS-InSb ne sature pas les puits de potentiel de la matrice InSb-CID.

La recherche du temps d'intégration maximum, la contrainte liée à la linéarité de la réponse photonique (spécialement sous faible flux de photons), l'optimisation du rendement quantique et la réduction du bruit de lecture constituent les points fondamentaux de cette étude. Cependant, les mesures expérimentales de la caméra ont révélé des effets secondaires liés au détecteur (dérive, réponse inertielle) ou au cablage électrique (diaphonie). Un chapitre spécial est réservé au comportement des matrices CID-SAT en environnement  $\gamma$ .

Le résultat de cette phase d'études est la réalisation de la caméra infrarouge CIRCUS (Caméra Infra-Rouge Courte longueur d'onde pour Utilisation au Sol).