HAL
open science

Développement d'une caméra pour la radioastronomie millimétrique

Aurélien Bideaud

To cite this version:

Aurélien Bideaud. Développement d'une caméra pour la radioastronomie millimétrique. Physique [physics]. Université de Grenoble, 2010. Français. NNT : . tel-00589869

HAL Id: tel-00589869

https://theses.hal.science/tel-00589869

Submitted on 2 May 2011

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.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique de la matière condensée et du rayonnement**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Aurélien BIDEAUD

Thèse dirigée par **Alain BENOIT**
et codirigée par **François-Xavier DESERT**

préparée au sein de **l'Institut Néel - CNRS**
à **l'Ecole Doctorale de Physique**

Développement d'une caméra pour la radioastronomie millimétrique

Thèse soutenue publiquement le **9 décembre 2010**,
devant le jury composé de :

M. Jean-Loup PUGET
Directeur de recherche, Président
M. Michel PIAT
Maître de conférence, Rapporteur
M. Pierre de MARCILLAC
Chargé de recherche, Rapporteur
M. Paolo de BERNARDIS
Professeur d'université, Examinateur
M. Alain BENOIT
Directeur de recherche, Directeur de thèse
M. François-Xavier DESERT
Astronome, Co-Directeur de thèse

N'importe quel imbécile sait qu'on ne peut pas toucher les étoiles,
mais ça n'empêche pas les sages d'essayer.
Harry Anderson

Remerciements

Ces trois ans de thèse m'auront marqué par la participation à des travaux passionnants, complexes, variés. Mais elles auront surtout été enrichies par de très nombreuses personnes, desquelles j'ai énormément appris et que j'ai pris plaisir à côtoyer, au quotidien ou de façon plus ponctuelle. C'est non sans regret que je quitte ce projet, cette équipe et ce laboratoire, pour me tourner vers d'autres horizons.

Je tiens tout d'abord à remercier mes encadrants au quotidien : Alain Benoit, Alessandro Monfardini, Christian Hoffmann et Philippe Camus. Cette équipe cosmopolite et aux profils variés m'a beaucoup appris, scientifiquement et culturellement. Chacun à sa façon a partagé son goût de la recherche : au-delà des réformes et contraintes administratives, si souvent discutées par Alain ; au-delà de la difficile conciliation entre l'enseignement et la recherche, que la passion de Christian pour son métier a su présenter comme un enrichissement certain ; au-delà des frontières. Je remercie également Xavier Désert, sans qui les enjeux de la radioastronomie ne seraient restés pour moi que des mots compliqués. Si le temps m'en avait été donné, j'aurais avec plaisir profité de sa patience et de son enthousiasme pour l'aider au dépouillement des données.

La réussite des travaux présentés dans ce manuscrit tient à la collaboration de nombreuses autres personnes et je tiens à remercier tous ceux et toutes celles qui ont apporté leur contribution à cet édifice. Je remercie en particulier le personnel du service électronique, que j'ai sollicité à de nombreuses reprises, sur de multiples travaux, et qui m'a fait bon accueil tout au long de ces trois années.

Je n'oublie pas la contribution des pôles cryogénie et mécanique, du liquéfacteur, du magasin et de l'administration. Même si nos préoccupations et nos travaux portaient sur des domaines tout à fait différents, je serais heureux que tous ces acteurs s'approprient la part qui leur revient dans les résultats de mes travaux.

J'ai eu la chance de pouvoir participer à deux campagnes d'observation au télescope de l'IRAM et je remercie le personnel pour l'accueil qui nous a

été fait ¡ Muchas gracias !

Mon doctorat m'a également conduit hors du laboratoire, sur les chemins du campus où je me suis promené en tant que moniteur. J'ai eu la chance d'y approfondir le métier d'enseignant, au contact de personnes réellement motivées. Je salue tout particulièrement Benoit Chabaud, qui m'a encadré tout au long de ces trois ans, et Alain Drillat, débordant de sympathie. Tous deux ont joué un rôle important dans mon intégration à l'équipe enseignante et à la vision que j'ai pu me faire du monde universitaire.

J'adresse mon amitié à tous les doctorants que j'ai côtoyés pendant ces trois années, et notamment aux doctorants du *12h15 devant le bâtiment M* : Florian, Fabien, Thibaut, Sylvain, Florent, Mathieu, Romain, Christophe, Pascale, Sophie, Benoit,... Parmi *les jeunes*, je salue également ceux avec qui j'ai plus particulièrement travaillé : Markus, Loren, Angelo, et la relève, Angela et Nicolas.

Mes remerciements vont enfin aux personnes qui m'ont été le plus proche et qui ont construit mon univers en dehors de la thèse : Mickaël et Sarah, pour l'amitié partagée et le calme passé en leur compagnie ; Dorothée, grâce à qui j'ai profité pleinement des montagnes grenobloises ; Muriel, qui a partagé et égayé mon quotidien (et bien plus que ça) et qui m'a soutenu durant la difficile phase de rédaction (et plus que ça) ; les membres de ma famille, toujours présents et, de façon rassurante, tout a fait insouciants du rayonnement millimétrique ou autre physique *de pointe* mais passionnés pour un tas d'autres choses.

Table des matières

Introduction **1**

I Motivations **3**

1 Astrophysique et rayonnement millimétrique **5**
1.1 Intérêts de l'astronomie (sub)millimétrique 5
1.1.1 L'atmosphère terrestre 6
1.1.2 Le décalage *vers le rouge* 6
1.1.3 Le Fond Diffus Cosmologique 8
1.1.4 Les galaxies 11
1.1.5 Le rayonnement synchrotron 13
1.1.6 Le Bremsstrahlung 13
1.2 L'instrumentation pour le millimétrique 14
1.2.1 Les grandes catégories d'instruments 14
1.2.2 Les critères de comparaison 16
1.2.3 Les détecteurs pour le millimétrique 18

2 Une caméra pour l'IRAM **23**
2.1 Le radiotélescope 30m au Pico Veleta 23
2.2 Définition du projet instrumental 26

II Instrumentation et mesures optiques **33**

Préambule **35**

1 Le cryostat optique : la *CAMERA* **39**
1.1 Cryogénie 40
1.2 Optique 42

2 Sources optiques **49**
2.1 Source optique modulée : le *chopper* 49
2.2 Table XY 51
2.2.1 Construction d'une image 52
2.2.2 Balayage 52
2.2.3 Exploitation des mesures 56
2.3 Adaptation de la source 62
2.4 Le *simulateur de ciel* 63
2.4.1 Présentation 64
2.4.2 Imagerie 66

3 Photométrie **71**
3.1 Emission de corps noir 72
3.2 Focalisation de la lumière 74
3.3 Spécificités des sources optiques 79
3.4 Dynamique, réponse optique, sensibilité et efficacité optique . 80
3.5 Mesure du *straylight* 83
3.6 Réponse spectrale 85
3.7 Réponse à la polarisation 87
3.7.1 Sensibilité des détecteurs 87
3.7.2 Polarimétrie d'une source 88

III Détecteurs pour le millimétrique **89**

1 Considérations générales **91**
1.1 Couplage optique du rayonnement 91
1.1.1 Les cornets 91
1.1.2 Les absorbeurs plans 92
1.1.3 Comparatif 94
1.2 Organisation matricielle des détecteurs 94
1.3 Multiplexage 97
1.4 Dynamiques de mesure 98

2 Bolomètres **101**
2.1 Définition des détecteurs 101
2.1.1 Principe 101
2.1.2 Signal et bruit 103
2.1.3 Choix structural 104
2.1.4 Découplage thermique 104
2.1.5 Thermomètre 104

2.1.6 Lecture des bolomètres 107
2.2 Bolomètres à antennes 109
2.2.1 Design et fabrication 109
2.2.2 Caractérisation électrique 112
2.2.3 Performances optiques 115
2.3 Perspectives - autres concepts 117
2.3.1 Pixels multi-antennes 117
2.3.2 Bolomètres à électrons chauds 119
2.4 Multiplexage 122
2.4.1 Principe du multiplexage 122
2.4.2 Dispositif de test 125
2.4.3 Prototype 216 canaux 127
2.4.4 Résultats 130

3 Kinetic Inductance Detectors (KIDs) 133
3.1 Définition des détecteurs 133
3.1.1 Principe 133
3.1.2 Résonateur quart d'onde 137
3.1.3 Résonateurs *Lumped Elements* 138
3.2 Organisation matricielle 139
3.3 Mesure des KIDs 145
3.3.1 Electroniques de lecture 145
3.3.2 Choix du signal de mesure 147
3.3.3 Méthode de caractérisation 152
3.4 Développement et performances des détecteurs 153
3.4.1 Développement des détecteurs 153
3.4.2 Performances de quelques détecteurs 157

4 Comparatif bolomètres - KIDs 163

IV Campagne de test au Pico Veleta 167

1 Introduction 169
1.1 Installation de l'instrument 171
1.1.1 Chaîne optique 171
1.1.2 Synchronisation des données et du pointage 172
1.1.3 Contrôle de l'expérience 173

2 Processus d'observation **175**
2.1 Référentiels et contraintes observationnelles 175
2.2 Stratégies d'observation 178
2.2.1 Utilisation du secondaire vibrant (*Wobbler*) 178
2.2.2 Balayage des sources (*Scan*) 179
2.2.3 Suivi des sources (*Tracking*) 180
2.2.4 Stratégie retenue 180
2.3 Etalonnage 181
2.3.1 Points de fonctionnement des détecteurs 182
2.3.2 Etalonnage optique logiciel 182
2.3.3 Mesure de la dynamique 183
2.3.4 Etalonnage des détecteurs 185

3 Analyse des données **187**
3.1 Sensibilité au champ magnétique 187
3.2 Analyse et traitement du bruit 188
3.3 Observations réalisées 193
3.3.1 Calibrateurs 193
3.3.2 Sources faibles ou étendues 194

4 Conclusion sur la campagne **197**

Conclusion générale et perspectives **199**

Annexes **205**

A Reconstruction d'une trajectoire circulaire **207**

B Mesure du *straylight* - bolomètres et KIDs **211**

Bibliographie **213**

Table des figures

1 Courbe d'opacité de l'atmosphère 7
2 Cartes d'anisotropies du CMB par PENZAS et WILSON, COBE et WMAP 9
3 Spectre angulaire du CMB déterminé par WMAP 10
4 Spectre typique d'une galaxie pour différents *redshift* 12
5 Effet SZ : spectre relatif et modification du spectre du CMB . 12

6 IPhoto et schéma de principe optique du télescope de 30m de l'IRAM 24
7 Repliement du spectre angulaire mesuré 28
8 Influence de la vitesse de balayage sur le spectre temporel d'une source ponctuelle 29
9 Architecture de la plateforme instrumentale en laboratoire . . 36

10 Photographie et modélisation 3D du cryostat optique. 39
11 Schéma de l'optique de la *CAMERA* 43
12 Telecentrique 43
13 Transmission des filtres équipant la *CAMERA* 45
14 Principe du bafflage optique réflecteur utilisé 46

15 Photographie et schéma de principe du *chopper* 50
16 Photographie et schéma de principe de la *tableXY* 51
17 Illustration de la construction d'une carte 52
18 Exemple de cartes réalisées pour une source ponctuelle 53
19 Déformation du lobe associé à la source par le filtrage temporel 53
20 Protocoles de balayage du plan focal pour l'imagerie 54
21 Exemple d'identification des pixels d'après les cartes réalisées . 58
22 Quantification de la déformation du lobe en fonction de la fréquence du filtrage 59
23 Exemple de diaphonies révélées par la cartographie du plan focal 60

24 Amélioration du rapport signal sur bruit par accumulation des cartes 60
25 Modification de la puissance de fond de ciel lors du balayage avec le *chopper* 62
26 Photographies du *simulateur de ciel* 64
27 Photographie et schéma de principe du balayage avec la *planète* et la *lune* 65
28 Reconstruction de la trajectoire lors du balayage avec la *planète* ou la *lune* 67
29 Image de la *planète* et du fil servant de support 68

30 Spectre de corps noir et approximation de Rayleigh-Jeans . . . 73
31 Définition des notations pour la mise en équation de la focalisation des sources optiques 74
32 Etalement de la source sur le plan focal 77
33 Définition de la dynamique et de la linéarité des détecteurs . . 81
34 Exemple de spectre électrique définissant le bruit des détecteurs 81
35 Illustration de la mesure de la réponse des détecteurs avec le *simulateur de ciel* 83
36 Schéma de principe de la mesure du *straylight* 84
37 Mesure spectrale de la chaîne optique 86
38 Principe de la mesure de la sensibilité à la polarisation et modélisation 88

39 Schéma comparatif du couplage par cônes et par absorbeurs plans 92
40 Géométrie envisagée du plan détecteur pour une mesure de sources polarisées 97

41 Schémas de principe et architecturaux des bolomètres 102
42 Architecture de l'électronique de lecture non multiplexée des bolomètres 108
43 Echantillon de bolomètres à antenne unique 110
44 Vue en coupe d'un bolomètre à antenne unique 110
45 Lobe d'émission des antennes papillons optimisées pour la bande à 2 mm 111
46 Exemple de caractérisation électrique des bolomètres haute-impédance 113
47 Mesures optiques réalisées sur les bolomètres à antenne unique 116
48 Matrice de bolomètres multi-antennes 117
49 Mesure de polarisation sur les bolomètres à antennes multiples 118

50 Cartographie d'un pixel d'une matrice de bolomètres multi-antennes 119
51 Echantillon de bolomoètres à électrons chauds : design et mesures 121
52 Schéma de principe du multiplexage pour la lecture des bolomètres haute impédance 124
53 Architecture du circuit de test du multiplexage des bolomètres haute-impédance 125
54 Photographie du circuit de test du multiplexage des bolomètres haute-impédance 126
55 Dispersion des tensions de commande des transistors QPC-HEMT utilisés pour le multiplexage des bolomètres 128
56 Architecture du prototype 216 canaux du multiplexeur 129
57 Photographie du prototype de multiplexage 216 canaux 130
58 Mise en évidence de l'absence de diaphonie lors de la mise en œuvre du multiplexeur 131
59 Spectre de bruit lors des mesures réalisées avec le multiplexeur 132

60 Schéma de principe des KIDs 134
61 Géométries des KIDs considérés 138
62 Déplacement des résonances entre deux refroidissement 143
63 Exemple de dispersion effective des résonances 144
64 Schéma de l'électronique de lecture des KIDs 146
65 Atténuation du signal des KIDs sur la fin de la bande 148
66 Définition des différentes stratégies utilisées pour la lecture des KIDs 149
67 Illustration de l'efficacité du re-centrage des fréquences de mesure avec les résonances 153
68 Simulation portant sur les effets du plan de masse sur le couplage des KIDs 155
69 Mesures spectrales réalisées sur des KIDs 156
70 Exemple de résonance double et diaphonie optique engendrée . 157
71 Exemple de bruit deux niveaux sur la phase des KIDs 158
72 Echantillon *NICA 3.3* 160
73 Echantillon *SRON 4.2* 160
74 Echantillon *SRON H4* 161
75 Echantillon *NICA 5A.2* 161

76 Planning de la campagne IRAM 2009 170
77 Modèle 3D de l'optique d'adaptation entre la *CAMERA* et le télescope 172
78 Synoptique de la lecture du pointage du télescope 173

79 Illustration des différents repères de projection des cartes . . . 176
80 Balayage linéaire mis en œuvre à l'IRAM 180
81 Exemple de mesure de dynamique au cours d'un *skydip* 183

82 Exemple de sauts de phase due à l'environnement magnétique 187
83 Spectre de bruit mesurée pendant la campagne de test à l'IRAM 189
84 Importance du bruit de fond lors des balayages sur le télescope 190
85 Illustration du filtrage post-traitement mis en œuvre 191
86 Influence d'une décorrélation du bruit sur le spectre temporel. 192
87 Cartographies de différentes sources, en temps réel et après post-traitement 193
88 Cartographies de sources célestes intenses et faibles 195

89 Modélisation 3D de l'optique bi-bande qui sera utilisée en octobre 2010 201

90 Trajectoire circulaire de la source et interpolation linéaire. . . 207

91 Mesure du *straylight* : distinction bolomètres et KIDs 212

Notations

Ici sont définies les principales notations utilisées dans le reste du document. Une première partie concerne les notations mathématiques, tandis qu'un second tableau regroupe les sigles récurrents.

Constantes			
k_B	Constante de Boltzmann	h	Constante de Planck
μ_0	Susceptibilité magnétique du vide	c	Célérité de la lumière
ϵ_0	Permittivité diélectrique du vide	G	Constante gravitationnelle

Optique			
λ	longueur d'onde	ν	fréquence
t	transmission	Ω	angle d'ouverture
D_s	diamètre de la source	F	distance focale du télescope
N	nombre d'ouverture		

Astronomie			
z_E	*redshift* d'expansion	z_D	*redshift* Doppler

Thermique			
T	Température	G	Conductance thermique
C	Capacité calorifique		

Divers			
ω	Vitesse angulaire	V	Vitesse
t	temps	f	fréquence temporelle
Ω	fréquence spatiale		

Organismes	
DCMB	Développément Concerté de Matrices de Bolomètres
IEF	Institut d'Electronique Fondamentale
IRAM	Institut de RadioAstronomie Millimétrique
LPN	Laboratoire de Photoniques et de Nanostructures
SRON	Netherlands Institute for Space Research

Technique	
CAN	Convertisseur Analogique-Numérique
CNA	Convertisseur Numérique-Analogique
FET	Field Effect Transistor
FFT	Fast Fourier Transform
FPGA	Filed Programmable Grid Array
HDPE	High Density PolyEthylene
HEMT	Hight Electron Mobility Transistor
IMP	Interféromètre de Martin-Puplett
JFET	Junction Field Effect Transistor
KID	Kinetic Inductance Detector
QPC	Quantum Point Contact
SQUID	Superconducting QUantum Interference Device
TES	Transition Edge Sensor
TSSOP	Thin-Shrink Small Outline Package
VNA	Vectoriel Numeric Analyser

Mesure	
NEFD	Noise Equivalent Flux Density
NEP	Noise Equivalent Power
NET	Noise Equivalent Temperature
PSF	Point Spread Function
RSB	Rapport Signal sur Bruit
UDP	User Datagram Protocol

Introduction

Ce rapport de thèse présente la réalisation d'une caméra pour l'astronomie dans la bande millimétrique. Les travaux exposés ont été réalisés au sein de l'*équipe spatiale* de l'Institut Néel et s'inscrivent dans la continuité de plusieurs années de développement. Le large spectre des domaines nécessaires à la réalisation d'un instrument a mobilisé les compétences de plusieurs membres permanents formant l'équipe, ainsi que d'un nombre appréciable de techniciens, ingénieurs et non-permanents.

Les grandes lignes du projet avaient déjà été décrites, et l'objectif de la thèse était de contribuer à la réalisation de l'instrument. La mise au point d'un dispositif de multiplexage des détecteurs (des bolomètres) et la caractérisation de ces derniers devait constituer l'essentiel du travail. Comme nous le verrons, ces points ont cédé la priorité à la mise en place d'un type de détecteurs non envisagés à l'origine du projet. L'émergence de ces détecteurs, nommés KIDs, au sein du laboratoire, a finalement orienté une grande partie de mes travaux de thèse.

Un télescope de 30 mètres de diamètre, propriété de l'Institut de Radio-Astronomie Millimétrique (IRAM), est le cœur du projet qui a motivé les travaux décrits dans ce mémoire. Cette installation est à l'heure actuelle la plus grande dédiée à l'astronomie (sub)millimétrique, et ses caractéristiques sont tout particulièrement adaptées à la cartographie de sources étendues, sur lesquelles nous ne disposons que de peu d'informations. De telles sources seront identifiées en grand nombre par l'instrument HFI (High Frequency Instrument) équipant le satellite Planck, mais avec une résolution angulaire limitée par la taille restreinte de son miroir primaire. Nous nous intéresserons dans la partie I aux enjeux et contraintes de l'astronomie millimétrique. Un intérêt plus particulier sera porté au radiotélescope de l'IRAM, pour lequel nous décrirons les spécificités instrumentales.

Indépendamment du type de détecteurs mis en œuvre, la constitution d'une plateforme permettant des mesures optiques a fait l'objet d'un travail

important, qui sera l'objet de la partie II. On y abordera notamment la définition du cryostat optique constituant la base de l'instrument. La mise au point, l'évolution et l'exploitation de sources optiques adaptées à la caractérisation de matrices de détecteurs seront expliquées et justifiées.

La partie III sera consacrée au développement des bolomètres et des KIDs. Des contraintes communes aux deux types de détecteurs seront tout d'abord discutées, avant de traiter individuellement les spécificités de chacun. Concernant les bolomètres nous nous intéresserons principalement à la caractérisation de matrices de 204 pixels dont le couplage optique est réalisé par des antennes planaires. La réalisation et les premiers tests d'un prototype de multiplexage adapté à la lecture de telles matrices sera un autre point majeur de ce chapitre. Les KIDs constituent eux une technologie récente, particulièrement adaptée à la réalisation de grandes matrices de détecteurs. Nous nous intéresserons plus particulièrement à la problématique de la mise en œuvre de ces détecteurs et nous présenterons les performances obtenues ainsi que les pistes de développement.

Les résultats obtenus au cours des deux premières années de la thèse ont conduit, en octobre 2009, à la réalisation d'une campagne de test de l'instrument sur le site du télescope. Cette mission a été marquée par une réussite technique et scientifique, confirmant les résultats obtenus précédemment en laboratoire. La partie IV sera consacrée à la définition de ce projet, aux protocoles d'observation et aux résultats notables obtenus.

Nous conclurons ce document par un bilan et une ouverture, portant sur le développement des détecteurs et également sur les perspective d'une seconde campagne de test de l'instrument sur le télescope, qui se déroulera en octobre 2010.

Première partie

Motivations

Après une présentation succincte, dans un premier chapitre, des différents enjeux et méthodes d'observation de l'astronomie dans la bande (sub)millimétrique, nous aborderons le cas particulier du radiotélescope de 30 mètres de l'IRAM, au cœur des motivations qui guident les travaux de l'équipe spatiale de l'Institut Néel.

Chapitre 1

Instrumentation pour l'astrophysique et rayonnement millimétrique.

En observant le ciel, l'Homme a pu se situer au sein d'un espace immense et fascinant. Une part importante des connaissances astronomiques se sont naturellement basées sur le rayonnement visible à l'œil humain. Cependant, ce rayonnement ne constitue qu'une partie très restreinte de ce qui atteint notre planète. L'existence d'une lumière non visible, provenant de l'espace, n'a pu être découverte que par la construction d'instruments d'observation convertissant l'énergie des photons en un signal visible. Nous nous intéresserons ici au rayonnement dit *millimétrique*, en raison d'une longueur d'onde typiquement comprise entre 1 et 10 mm ($\sim$ 300 à 30 GHz).

1.1 Intérêts de l'astronomie (sub)millimétrique

Le rayonnement qui nous parviens depuis l'espace a été émis par de nombreuses sources. Ces sources sont de différentes natures, et la distance qui nous sépare d'elles peut demander aux photons un temps de parcours de plusieurs milliards d'années. Au cours de ce trajet, le rayonnement peut interagir avec les objets célestes présents sur son chemin. Au final, les photons captés par les instruments ont vu leurs propriétés altérées par ce trajet.

L'astronomie s'intéresse à la mesure du flux des photons détectés relativement à certaines caractéristiques du rayonnement :

La cartographie s'intéresse à la position angulaire associée à la puissance mesurée.

La photométrie cherche à déterminer aussi précisément que possible la puissance émise par une source donnée.

La spectrométrie s'intéresse à la distribution en fréquence de la puissance.

La polarimétrie mesure la polarisation du rayonnement.

Nous reviendrons dans ce chapitre sur ces différents aspects de la mesure, chacun présentant des exigences déterminantes pour l'instrumentation à mettre en place. Nous allons pour l'instant nous intéresser au rayonnement perçu, depuis notre système solaire, dans la bande millimétrique.

1.1.1 L'atmosphère terrestre

Notre atmosphère constitue la première source de rayonnement dans la bande millimétrique. Son émission, donnée en fonction de la fréquence optique, est présentée en *figure 1*. Elle dépend notamment de l'épaisseur cumulée de la vapeur d'eau sur la ligne de visée, et de la température atmosphérique. Bien qu'il soit possible de s'affranchir des effets de l'atmosphère grâce aux expériences ballons et satellites, les expériences au sol restent incontournables, pour des raisons que nous détaillerons dans ce chapitre. La bande infrarouge, sitée au-delà de 400 GHz, est rendue parfaitement opaque par l'atmosphère. Les bandes de transmission centrées à 850 μm, 1.2 mm, 2.1 mm et 3 mm, méritent en conséquence une attention particulière.

1.1.2 Le décalage *vers le rouge*

Lors de son émission, un photon possède une fréquence ν, déterminée par le mécanisme de génération. Des raies spectrales, dues aux modes de vibration propres d'atomes et molécules, se superposent à un continuum. Celui-ci est issu d'une part de la génération thermique (rayonnement de corps noir, dont le spectre est déterminé par la loi de Planck), et d'autre part du rayonnement synchrotron, issu de l'accélération d'électrons par un champ magnétique intense. Comme nous l'avons dit, les propriétés du rayonnement dépendent de son parcours.

Expansion de l'univers

Un photon émis au temps t_0 avec une longueur d'onde λ_0 nous parvient au temps t avec une longueur d'onde dilatée par l'expansion de l'univers, $\lambda(t) > \lambda_0$. Plus le lieu d'émission est loin de nous, plus *l'âge* du photon est grand, plus la dilatation est importante, et plus la fréquence de l'onde ($\nu = c/\lambda$) est faible. Dans le visible, ce décalage de la fréquence correspond

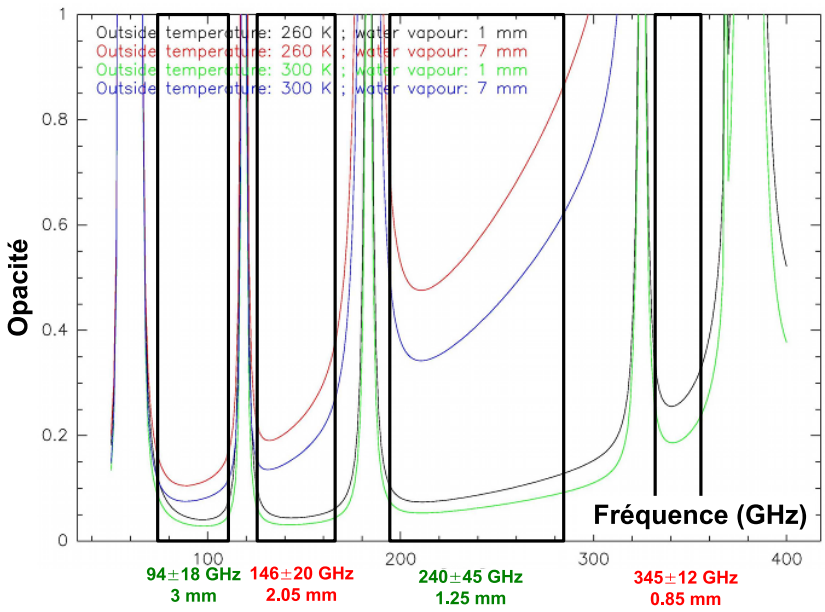


Figure 1 – *La transmission de l'atmosphère est limitée par la quantité de vapeur d'eau cumulée sur la ligne de visée. Les raies d'absorption de l'eau et de l'oxygène (à* 115 GHz*), dont la largeur est modulée par la température, définissent quatre bandes spectrales exploitables pour l'astronomie.*

à un *décalage vers le rouge*. On généralise cette appellation en définissant le *redshift* :

$$z_E = \frac{a(t) - a(t_0)}{a(t_0)} = \frac{\lambda(t) - \lambda_0}{\lambda_0}$$

où $a(t)$ est le facteur d'échelle (ou de dilatation) à l'instant t

Expérimentalement, le décalage en fréquence f/f_0 varie linéairement avec la distance de la source par rapport à notre point d'observation. Dans une bande spectrale donnée, il est donc parfois plus facile d'observer un objet céleste situé très loin de nous qu'un objet de même nature plus proche. On notera toutefois que le décalage des fréquences avec le *redshift* s'accompagne également d'une diminution du flux de photons [1]. Un exemple du plus grand intérêt pour la bande millimétrique sera présenté plus loin avec la poussière interstellaire.

1. Le flux est en effet inversement proportionnel au carré de la distance qui sépare la source de son observateur.

Effet Doppler

Un déplacement fréquentiel analogue à celui de l'expansion de l'univers est obtenu par l'effet Doppler : la fréquence à laquelle un observateur observe une source dépend de la vitesse (radiale) avec laquelle celle-ci s'éloigne (ou s'approche) de lui. Un même rayonnement, mesuré à un même instant t, sera donc perçu avec une fréquence différente suivant le point M d'observation.

Le *redshift* correspondant est noté :

$$z_D = \frac{\lambda(M) - \lambda_0}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} - 1$$

où λ_0 est la longueur d'onde dans le référentiel de la source, $\lambda(M)$ la longueur d'onde dans le référentiel de l'observateur et $\beta = v/c$, avec v la vitesse radiale de la source par rapport à l'observateur et c la célérité de la lumière dans le vide.

Les vitesses des objets célestes sont très faibles devant la vitesse de la lumière. Le décalage par effet Doppler de raies spectrales est mesurable, et permet notamment de déduire la vitesse de déplacement des sources d'émission. En revanche, le décalage d'un spectre continu sur la bande spectrale d'observation n'a pas d'impact notable sur les mesures. Une exception est présentée ci-dessous avec la mesure du Fond Diffus Cosmologique.

1.1.3 Le Fond Diffus Cosmologique

Le Rayonnement Millimétrique du Fond Diffus Cosmologique (ou CMB : *Cosmic Microwave Background*) est un rayonnement issu des premiers instants de notre univers. Après la naissance de notre espace-temps, l'agitation extrême de la matière réduisait le libre parcours moyen des photons à zéro. L'expansion de l'univers s'est traduite par une diminution de la densité d'énergie, permettant l'apparition des premiers noyaux. Lorsque la densité d'énergie s'est trouvée suffisamment faible, les électrons ont été capturés par les noyaux, formant les premiers atomes. Les photons se sont alors propagés librement entre ces atomes. Après un trajet de l'ordre de 15 milliards d'années, certains de ces photons nous parviennent et témoignent de l'origine de notre univers. Certains photons ont interagi avec les objets célestes qui se sont créés au cours de ce laps de temps, et témoignent des propriétés de ces structures. Nous en verrons un exemple des plus intéressants pour l'astronomie millimétrique avec l'observation des galaxies.

La fréquence des photons du CMB, issus de la génération thermique d'un environnement extrêmement chaud, était initialement très élevée ($\sim$ 3000 K).

Cependant, la dilatation spatiale subie au cours de leur trajet se traduit par un *redshift* de l'ordre de 1100. Nous percevons donc le rayonnement propre du CMB comme celui d'un corps noir à 2.735 K. Le maximum d'intensité correspond à une longueur d'onde de 1.87 mm, faisant de ce rayonnement si particulier un intérêt majeur pour l'astronomie millimétrique.

Anisotropies en température

Aux grandes échelles angulaires, le CMB a une température uniforme. Néanmoins, il présente des anisotropies en température, avec une distribution angulaire caractéristique de la densité de matière au moment de la recombinaison. Ces anisotropies, de l'ordre de 10 μK, sont à l'origine des grandes structures (galaxies, amas de galaxies, filaments, etc.) de notre univers tel que nous le connaissons.

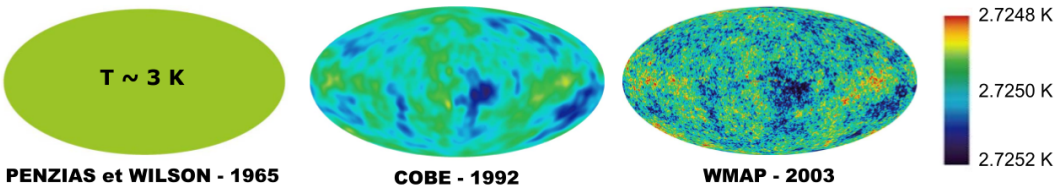


Figure 2 – *La mesure des anisotropies du CMB a gagné en résolution angulaire et en précision en température au cours des dernières décennies.*

Depuis la découverte du CMB, en 1964, plusieurs expériences ont eu pour but de mesurer ces anisotropies (*figure 2*). On citera notamment les satellites *COBE* ([1], 1992), *WMAP* ([2], 2003) , et *PLANCK* ([3], 2009, actuellement en fonctionnement). Des observations depuis des ballons stratosphériques ont également accompagné le développement de ces instruments. On citera notamment *ARCHEOPS* ([4],2002) et *BOOMERANG* ([5], 2001). Ces différentes générations d'instrument ont permis d'affiner la résolution des anisotropies, en température et spatialement.

On notera que les anisotropies les plus prononcées ont une taille angulaire relativement importante ($\sim 1^\circ$, voir *figure 3*), comparable à l'étendue des plus grandes structures célestes.

Remarque :
Le mouvement de la Terre autour du Soleil, du Soleil dans la galaxie et de la galaxie par rapport à la surface de première diffusion entraînent, par effet Doppler, un *redshift* variable. Cet effet, correspondant à ~ 0.3 % de la température du CMB, est prépondérant sur les anisotropies. Cependant il

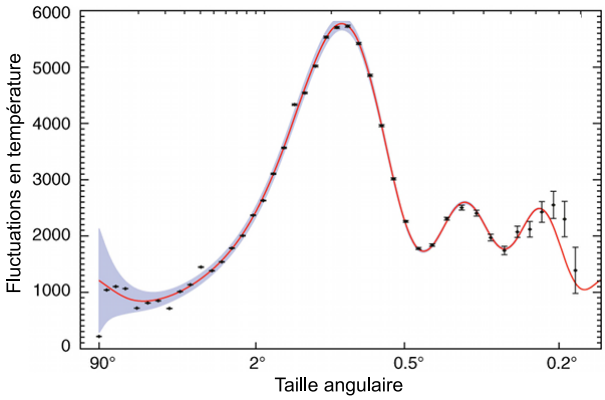


Figure 3 – *La distribution angulaire des anisotropies du CMB par WMAP. La taille importante des fluctuations principales demande une cartographie à grande échelle.*

est parfaitement quantifié, ce qui permet de s'en servir pour l'étalonnage de l'instrument (ce qui est le cas pour l'instrument HFI de *PLANCK* [6]) et de le soustraire facilement par la suite.

Polarisation du CMB

Une autre particularité du CMB est sa polarisation optique. Celle-ci résulte initialement du mouvement des particules dans le potentiel modelé par les ondes acoustiques primordiales, définissant une symétrie de la polarisation de type *mode E*. La présence éventuelle d'une polarisation de type mode B est activement recherchée car elle serait le signe d'ondes gravitationnelles primordiales prédites par le modèle inflationnaire du big-bang.

On note également la présence de diverses autres causes de la polarisation du rayonnement perçu, comme la phase de réionisation, l'émission de la poussière galactique ou l'émission synchrotron. Le signal originel polarisé du CMB est en conséquence noyé par un fond important.

Sans rentrer ici dans les détails, on retiendra que les variations caractéristiques attendues pour le signal attendu pour le type B demandent une sensibilité de mesure meilleure que 0.1 μK. Si la polarisation du mode E a déjà été détectée par les missions passées (*BOOMERANG* et *WMAP*, par exemple), les modes B, témoins des premiers instants de l'univers, sont encore très difficilement détectables pour les instruments existants.

1.1.4 Les galaxies

Les galaxies constituent les sources célestes les plus étendues, avec une taille typique de quelques minutes d'arc et un maximum de un degré (Andromède). La masse de ces structures est principalement constituée par les étoiles ($\sim$ 90 %) et le gaz interstellaire ($\sim$ 10 %).

La poussière interstellaire

L'observation des galaxies dans le visible est rendue difficile par les nuages de poussière qui les englobent. Cette poussière, dont le diamètre des grains est de l'ordre de ~ 0.2 μm, ne représente que 0.1 % de la masse des galaxies, mais absorbe une part importante du rayonnement visible. L'équilibre thermique de cette poussière avec le rayonnement extérieur, équivalent à $\sim$ 3 K, conduit à une émission thermique à $\sim$ 17 K, correspondant à l'infrarouge lointain. Ce phénomène détermine pour une part importante le spectre des galaxies, qui présente un maximum vers $\sim$ 3.3 THz ($\lambda = 90$ μm). La résolution angulaire souhaitée demande l'utilisation de *grands* télescopes. Cependant, notre atmosphère interdit toute mesure depuis le sol à la fréquence mentionnée. Un satellite comme *HERSCHEL*, doté d'un miroir conséquent (relativement aux contraintes imposées par les lanceurs) de 3.5 m de diamètre, permet une imagerie à haute résolution des galaxies [7].

L'astronomie millimétrique, accessible depuis le sol, tire partie du *redshift* des galaxies distantes, ainsi que l'illustre la *figure 4*. En observant des objets plus lointains on observe des objets plus vieux. C'est justement un des points clés de la mesure, qui vise à dater et comprendre les mécanismes de formation des galaxies. Jusqu'à présent les galaxies les plus anciennes observées correspondent à un *redshift* de l'ordre de six.

La poussière est également un vecteur pour la cartographie du champ magnétique. En effet, l'orientation de la poussière dans le sens du champ magnétique local entraîne une polarisation de 5 à 10 % de la lumière diffusée par l'effet Sunyaev-Zeldovich, présenté ci-dessous.

L'effet Sunyaev-Zeldovich

A bas *redshift*, on peut observer le regroupement de galaxies en amas de quelques milliers d'éléments, constituant les structures les plus étendues que nous connaissons. L'observation de la dynamique de ces structures ne peut être expliquée que par la prédominance de la matière noire. La distribution de cette matière noire n'est pas observable directement, mais est corrélée à la distribution du gaz.

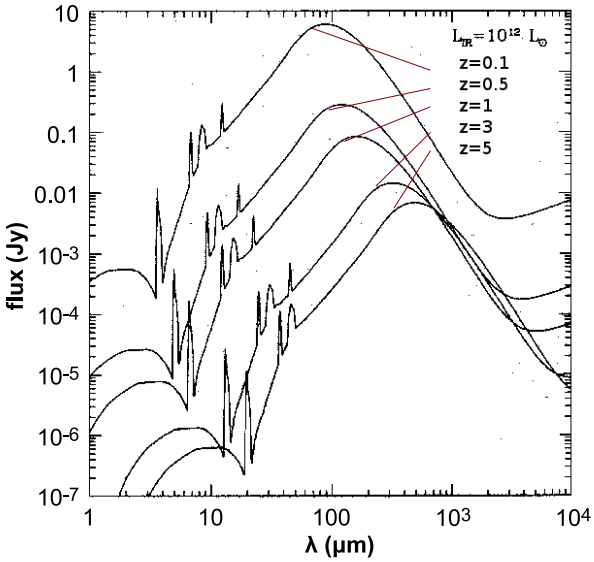


Figure 4 – *Signature spectrale type de galaxies à différents redshift (z). L'observation des galaxies à haut redshift est favorisée dans la bande millimétrique, le flux dépendant peu de la distance de la source.*

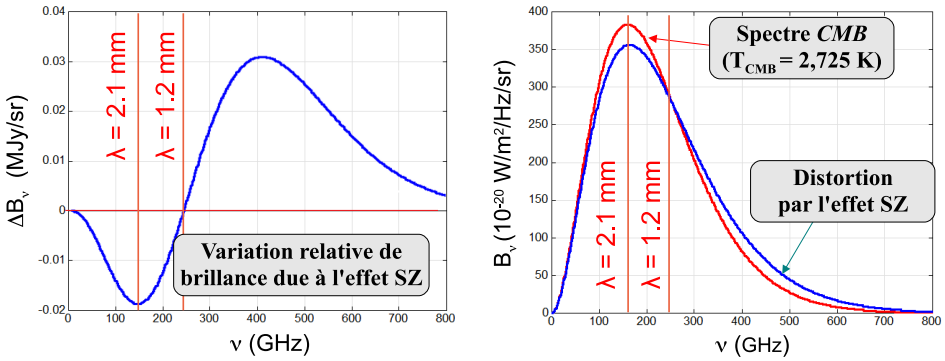


Figure 5 – *L'effet Sunyaev-Zoldovich introduit une distorsion du spectre du CMB, caractéristique de l'épaisseur du plasma traversé.*

L'équilibre dynamique du gaz au sein des structures extrêmement massives que sont les amas de galaxies impose une température très importante ($\sim 10^7$ K [2]). Cet état de la matière implique qu'elle soit ionisée. La poussière est rare dans cet environnement, et ne peut donc être utilisée pour la car-

2. Ceci peut être déduit simplement du théorème du Viriel.

tographie des amas. Cependant, lorsqu'un rayonnement atteint ce plasma, l'énergie de ses photons peut alors être modifiée suite à l'interaction avec les électrons chauds de ce plasma. Cet effet est nommé *effet Sunyaev-Zeldovich* (SZ). Le décalage en fréquence qui en résulte dépend de la fréquence du rayonnement incident, ainsi que le montre la *figure 5*. La distorsion est indépendante de la distance à laquelle se trouve la source et dépend de la quantité de matière sur la ligne de visée ainsi que de la température du plasma. La mesure millimétrique (en particulier à l'optimum 2.1 mm) permet une cartographie directe du gaz chaud des amas de galaxies.

Remarque :
La vitesse particulière du plasma entraîne également un effet Doppler, appelé *effet SZ cinématique* et s'ajoutant à l'effet SZ thermique mentionné précédemment. Cependant, sa contribution est relativement faible et peut être négligée en première approximation.

1.1.5 Le rayonnement synchrotron

Comme nous l'avons mentionné, le rayonnement synchrotron présente un spectre continu caractéristique. Celui-ci est déterminé par l'énergie des électrons et l'intensité du champ magnétique impliquées dans le processus. Le flux est inversement proportionnel au cube de la fréquence. Le maximum d'émission correspond généralement au proche ultraviolet. En conséquence, l'observation dans le millimétrique se limite généralement à des objets à très haut *redshift*.

On notera également que les disques d'accrétion à la base des quasars engendrent une émission synchrotron d'intensité variable, polarisée linéairement à $10 - 20$ %. Certaines de ces sources ont pu être observées lors de la campagne d'octobre 2009 à l'IRAM.

1.1.6 Le Bremsstrahlung

Aussi appelé rayonnement de freinage ou rayonnement *free-free*, il est dû à l'émission par des électrons en mouvement freinés par la proximité de noyaux. L'intensité du rayonnement est notamment liée à la densité des noyaux. Les sources stellaires principales sont les plasmas denses, que l'on peut trouver à proximité de galaxies actives ou de régions de formation d'étoiles. Ce type de rayonnement reste cependant mineur et constitue un fond plutôt indésirable que recherché.

1.2 L'instrumentation pour le millimétrique

De façon générale, l'observation astronomique dans le millimétrique se base sur l'utilisation de (radio)télescopes. Ces antennes ont pour rôle de focaliser le rayonnement dans un plan focal de taille exploitable pour l'installation de détecteurs.

1.2.1 Les grandes catégories d'instruments

Il est proposé ici un classement des instruments suivant différents critères.

Photomètre, imageur, spectromètre ou polarimètre

Une première distinction concerne le type de mesure réalisée. Idéalement, on souhaite déterminer de façon infiniment précise la puissance émise dans chaque direction d'observation, pour chaque fréquence et pour toutes les directions de polarisation du rayonnement. En pratique, les possibilités instrumentales imposent souvent la spécificité de l'instrument.

- **Imageur**
  Un imageur doit être doté d'une haute résolution angulaire, pour pouvoir définir avec précision la géométrie des sources, ainsi que d'un grand champ de vue, pour pouvoir couvrir des zones étendues en un temps raisonnable.
- **Photomètre**
  Il doit pouvoir mesurer avec une grande précision en énergie la puissance émise par une source ponctuelle ciblée.
- **Spectromètre**
  Il doit pouvoir mesurer la puissance de la source dans de multiples bandes spectrales. La détermination des bandes spectrales peut être obtenue par l'utilisation de filtres optiques ou par l'association de filtres lithographiés et d'antennes.
- **Polarimètre :**
  Il doit pouvoir mesurer la puissance de la source en fonction de la direction de polarisation du rayonnement. Les contraintes engendrées portent avant tout sur le système optique (emploi de filtres pour sélectionner la polarisation).

Comme nous le verrons, chacun de ces modes de mesure est compatible avec les autres, sous réserve de maîtriser les technologies adéquates (antennes, filtres lithographiés, microfabrication, ...).

Miroir seul ou interféromètre

Une seconde distinction concerne l'antenne du télescope.

- Un seul miroir :

Un seul miroir capte la lumière, qui est ensuite focalisée sur un ou plusieurs plans focaux, où est réalisée l'image de la source. La résolution est (au mieux) limitée par la diffraction, et donc par la taille du miroir, tandis que le champ de vue est limité par la plus petite des pupilles. La sensibilité est limitée par la surface de collection, et donc la taille utile du miroir primaire.

Dans la bande millimétrique, le radiotélescope de l'IRAM, auquel nous nous intéresserons plus particulièrement dans ce rapport, est le plus grand en fonctionnement à ce jour. Un radiotélescope de 50 m de diamètre, situé au Mexique, est sur le point d'entrer dans sa phase de test. Dans la bande de fréquence qui nous intéresse, les contraintes sur l'état de surface rendent difficile d'envisager des télescopes de taille très supérieure.

- Interféromètres :

Un interféromètre utilise un réseau d'antennes pour faire interférer les signaux provenant d'une même source avec des directions d'observation légèrement différentes. La résolution angulaire s'affine avec la distance entre les antennes, tandis que le champ de vue est déterminé par le lobe instrumental de chacune des antennes.

Ces instruments conviennent tout particulièrement pour sonder de façon très précise des sources déjà détectées par les grands télescopes.

La précision nécessaire sur l'alignement des différentes antennes limite pour l'instant leur mise en oeuvre au sol.

Selon le point d'observation

- Au sol :

L'observation au sol offre une grande liberté technologique : contraintes d'encombrement ajustables, durée d'observation extensible, évolution possible de l'instrument, faibles coûts logistiques, flux de données et de contrôle importants, approvisionnement possible en fluides cryogéniques, puissance électrique virtuellement illimitée... En contre-partie, l'observation est limitée par l'opacité, la distorsion et le bruit d'atmosphère.

Dans les bandes spectrales accessibles, l'observation au sol tire notamment partie de la taille imposante des télescopes. Le développement

d'instruments terrestres reste donc la solution incontournable pour l'observation à haute résolution angulaire, ainsi que pour le développement des nouvelles générations d'instruments.

- En ballon :

Pour s'affranchir des contraintes liées à l'atmosphère, une solution est de monter l'instrument sur un ballon stratosphérique. Cependant, ceci s'accompagne de la naissance d'autres contraintes : volume, poids et consommables [3] limités, durée d'observation courte, fortes contraintes sur les dates de vol, répétabilité incertaine (risque de crashs de l'instrument en fin de mission), transmission des données dépendante d'une télémétrie limitée.

Les "expériences ballon" permettent de couvrir avec une bonne sensibilité des portions de ciel restreintes, à un coût raisonnable. Si l'instrument peut être récupéré après l'atterrissage, il permet la reconduite de l'expérience, à coût réduit et avec la possibilité d'y apporter des améliorations.

C'est généralement une étape de qualification pour une technologie destinée à équiper de futurs instruments embarqués sur satellite.

- En satellite :

Pour s'affranchir complètement de l'atmosphère et permettre des observations longues, monter l'instrument sur un satellite artificiel est la solution ultime. Cependant, les contraintes techniques sont ici extrêmement fortes : poids (et donc consommables) rigoureusement limité, durée de vie courte [4], pas d'évolution possible, télémétrie limitée... Cette solution offre les meilleures conditions d'observation mais est particulièrement coûteuse et demande un temps de développement très long, de l'ordre de vingt ans.

1.2.2 Les critères de comparaison

- La cryogénie :

Comme nous le verrons par la suite (*I.1.2.3*), les détecteurs, ainsi qu'une partie de l'électronique et de l'optique, doivent être refroidis à très basse température (< 1 K) pour permettre une sensibilité suffisante. Les capacités cryogéniques de l'instrument sont une importante source de contraintes qu'il est indispensable de prendre en compte dans l'évaluation des performances de l'instrument. Le choix du système de refroidissement influera notamment sur l'autonomie et la disponibilité de

3. Fluides cryogéniques notamment.
4. Limitée par le système cryogénique ou la durée de vie des organes les plus fragiles.

l'instrument, mais également sur la température minimum et la puissance cryogénique disponible.

- L'optique :

La bande spectrale du rayonnement mesuré est tout d'abord contrainte par l'environnement, et notamment par l'absorption de l'atmosphère pour les instruments au sol. Une définition précise de la bande est obtenue par l'utilisation de filtres. La possibilité de réaliser des mesures dans plusieurs bandes spectrales est un atout des plus intéressants.

L'émission thermique de notre environnement (corps noir à $\sim$ 300 K) constitue une source importante dans le millimétrique (contrairement au visible, notamment). Au sol, l'optique doit donc permettre la réjection de ce rayonnement parasite, bien plus intense que le rayonnement issu des sources astronomiques observées.

L'optique définit également la résolution angulaire et le champ de vue maximal de l'instrument. Une grande résolution angulaire permet de déterminer les détails des sources étendues, mais limite également la dilution des sources ponctuelles dans le lobe instrumental, augmentant ainsi la sensibilité. Elle permet également une diminution de la confusion provoquée par la superposition d'une source ponctuelle sur un fond non uniforme.

D'autres éléments optiques dépendent eux des détecteurs.

- Les détecteurs :

Nous verrons dans ce manuscrit différents types de détecteurs adaptés à la mesure du rayonnement millimétrique. Comme cela sera présenté au *III.4*, chacun d'eux possède des avantages et inconvénients propres, susceptibles d'influencer les performances globales de l'instrument.

Leurs caractéristiques interviennent également dans la chaîne optique de l'instrument : le couplage optique peut être contraint, notamment par l'emploi d'antennes ou de cornets ; la couverture du plan focal par les détecteurs défini le champ de vue global ; l'espacement des détecteurs, relativement à la tache de diffraction de l'optique, détermine le facteur d'échantillonnage spatial des images réalisées.

- Le système de lecture :

La réalisation de matrices comportant un très grand nombre de détecteurs ne présente pas qu'une limite technologique. La lecture de tous ces détecteurs, refroidis à très basse température, est une problématique majeure. Une première solution est de répliquer les systèmes de lecture individuels, mais, comme nous le verrons par la suite, ceci s'accompagne de contraintes de réalisation, d'espace et de cryogénie conséquents. Une autre solution consiste à multiplexer la lecture, fréquentiellement ou

temporellement. Les performances de multiplexage sont susceptibles de dégrader le bruit de lecture, la sensibilité à l'environnement ou encore les performances cryogéniques.

- Les performances de la mesure :

Les performances de l'instrument tiennent compte des performances de chacun des éléments qui le composent : optique, détecteurs, électronique, ou encore des capacités à filtrer les différentes sources de bruit, de façon matérielle ou logicielle.

D'un point de vue utilisateur, on notera plusieurs critères majeurs :

La sensibilité :

La sensibilité optique définit l'intensité d'une source *qu'il est possible de détecter*, en un temps donné. Nous reviendrons sur les critères de détection par la suite.

La dynamique :

Elle apporte une contrainte sur les contrastes maximums observables, sans changer la configuration de l'instrument. Une grande dynamique est nécessaire pour observer les sources intenses et étalonner les détecteurs et elle est également demandée pour pouvoir imager des sources sur des fonds de ciel variables, ce qui est le cas lors de l'observation depuis le sol [5].

Le temps de réponse :

Il contraint la stratégie d'observation : plus la réponse des détecteurs à un changement de la puissance incidente est rapide et plus le balayage du télescope peut être rapide. En pratique, le balayage au sol est relativement lent et donc peu contraignant sur ce point. En revanche, la vitesse de balayage sur les instruments ballons ou satellites est généralement plus élevée [6]. L'influence des cosmiques est également plus importante hors atmosphère et un faible temps de réponse aide alors à la discrimination de ces évènements.

1.2.3 Les détecteurs pour le millimétrique

La mise en œuvre d'instruments dans la bande millimétrique demande la conversion de l'énergie des photons en un signal électrique exploitable par un calculateur. La faible énergie des photons n'est pas suffisante pour l'utilisation de photoconducteurs, tels que les matrices CCD. D'autres principes

5. A cause des évolutions des conditions atmosphériques.

6. De façon à permettre une meilleure réjection du bruit basse fréquence de la chaîne de mesure.

physiques doivent donc être utilisés. Pour comprendre les enjeux actuels, nous commençons par nous intéresser à la notion de sensibilité des détecteurs.

Réponse, bruit et sensibilité

La puissance optique mesurée P_{opt} $[W]$ est perçue au travers de la chaîne de mesure par le signal électrique S (souvent des volts $[V]$), la relation entre les deux étant donnée par la réponse optique unitaire s_{opt} : $S = A \cdot s_{opt}$. Le signal de mesure est entaché de variations aléatoires constituant le bruit de mesure. On note σ_S l'écart-type de ce bruit, mesuré sur une bande-passante B.

Plusieurs autres grandeurs servent à caractériser ce bruit :

- Du point de vue électronique , on utilise la Densité Spectrale de Puissance du signal électrique, définie sur la bande B par :

$$DSP = \frac{\sigma_S^2}{B} \ [\mathrm{V}^2.\mathrm{Hz}^{-1}]$$

- Du point de vue système, l'écart-type du bruit ramené en entrée du système est défini par : $\sigma_P = \sigma_S / s_{opt}$ $[W]$. La densité spectrale de puissance s'écrit :

$$DSP = s_{opt}^2 \cdot \frac{\sigma_P^2}{B} \ [\mathrm{V}^2.\mathrm{Hz}^{-1}]$$

- Du point de vue d'un physicien, il est habituel de considérer le bruit en puissance efficace (ou NEP - *Noise Equivalent Power*) :

$$NEP = \frac{\sigma_P}{\sqrt{B}} \ [\mathrm{W}.\mathrm{Hz}^{-1/2}]$$

- Pour l'astronomie, il est plus intéressant de considérer l'équivalent en température (ou NET - *Noise Equivalent Temperature*) :

$$NET = \frac{\sigma_T}{\sqrt{B}} \ [\mathrm{K}.\mathrm{Hz}^{-1/2}]$$

  où T est la température de la source [7].

Les termes σ_P, NEP et NET correspondent respectivement aux variations de *signal*, de *puissance* et de *température de la source* qui généreraient un signal de DSP égale à celle du bruit de mesure sur une bande-passante B, si l'ensemble de la chaîne de mesure était non-bruyante.

7. Grandeur proportionnelle à P dans le domaine de Rayleigh-Jeans.

La sensibilité est une caractéristique très importante des détecteurs. Elle définit la plus petite variation de puissance (ou de température) *qu'il est possible de détecter* au milieu du bruit. On définira ici la *sensibilité à* $N\sigma$, $\mathcal{S}_{N\sigma}$, basée sur le critère qu'une source de puissance P_{opt} peut être détectée *à* $N\sigma$ au milieu d'un bruit NEP et sur une bande-passante B si $P_{opt} \geq N \cdot NEP \cdot \sqrt{B}$. Les contraintes les plus courantes considèrent $N = 1$, 3 ou 5. Compte tenu des expressions précédentes, on peut noter : $\mathcal{S}_{N\sigma} = N.NEP$. De la même façon on peut définir la sensibilité en température. On notera qu'une sensibilité de X mK.Hz$^{-1/2}$ permet la détection d'une source de X mK à 1σ en 0.5 s [8].

La sensibilité de la mesure dépend linéairement de la réponse optique unitaire et de $\sqrt{\Delta t}$, où Δt est le temps d'observation de la source. Une sensibilité optimum [9] a été atteinte avec les bolomètres. Pour obtenir les résolutions nécessaires aux objectifs mentionnés précédemment, il faut donc augmenter le temps d'observation de la source. Pour la cartographie de sources étendues [10], une solution équivalente est d'augmenter le nombre de détecteurs.

Récepteurs hétérodynes

Les récepteurs hétérodynes sont des détecteurs principalement utilisés dans le domaine des ondes radios. Ils utilisent des mélangeurs analogiques [11], fonctionnant à la fréquence du rayonnement, pour transposer le signal à plus basse fréquence. La mesure de ce signal au travers de différents filtres accordés permet d'établir la décomposition spectrale du rayonnement.

Leur sensibilité dans la mesure d'un continuum dans la bande millimétrique est contrainte par la stabilité des oscillateurs pilotant les mélangeurs. Pour des fréquences supérieures à 100 GHz, on leur préfère alors les bolomètres, potentiellement moins bruyants.

Bolomètres

Un bolomètre est un détecteur de rayonnement qui se base sur l'échauffement d'un matériau soumis à une onde électromagnétique. L'onde incidente est capturée et convertie en énergie thermique, entraînant l'élévation en température d'un thermomètre électrique. La mesure de la résistance de ce thermomètre permet alors la quantification de la puissance incidente.

8. Une intégration de 0.5 seconde correspond à une bande-passante de 1 hertz.
9. Définie par le bruit de photons, voir *I.2.2.*
10. Dont l'image couvre plus d'un détecteur.
11. Jonctions supraconductrices, diode Schottky, *Hot Electron Bolometers.*

De part son principe, un bolomètre peut être sensible à toutes les longueurs d'ondes, ce qui en fait un candidat particulièrement intéressant là où des technologies plus courantes ne sont pas adaptées. Les bolomètres ont donc été massivement utilisés depuis des dizaines d'années pour l'observation dans la bande millimétrique.

Les derniers développements visent la réalisation de grandes matrices de bolomètres, pour satisfaire aux besoins de sensibilité de l'astronomie millimétrique.

Kinetic Inductance Detectors (KIDs)

Les KIDs sont des résonateurs électriques fait d'un matériau supraconducteur. L'absorption de photons d'énergie au moins égale au gap supraconducteur de ce matériau entraîne une modification de la fréquence de résonance, en lien avec la puissance optique incidente. L'intérêt de cette technologie pour la réalisation de détecteurs de rayonnement remonte à quelques années seulement. Comme nous le verrons le grand intérêt de cette technologie réside dans la relative facilité du multiplexage, permettant d'envisager la réalisation de très grandes matrices de détecteurs.

Chapitre 2

Une caméra pour l'IRAM

L'Institut de RadioAstronomie Millimétrique (IRAM) est un organisme international, fondé en 1979 autour d'une collaboration entre le CNRS (France) et l'Institut Max-Planck (Allemagne), auxquels s'est joint l'Institut Géographique National d'Espagne. Le siège est situé à St Martin d'Hères, limitrophe à Grenoble.

L'IRAM dispose de deux instruments dédiés à l'observation dans la bande millimétrique : un télescope de 30 mètres de diamètre [8], objet de la caméra discutée dans cette thèse, ainsi qu'un interféromètre, situé sur le Plateau de Bure et constitué d'un réseau de six antennes mobiles de 15 mètres de diamètre.

2.1 Le radiotélescope 30m au Pico Veleta

Le télescope de 30 mètres est situé au Pico Veleta (Sierra Nevada, Espagne), à proximité de Grenade. C'est le plus grand télescope opérationnel dans la bande (sub)millimétrique. L'altitude du site (2850 m) permet de limiter les effets de l'atmosphère. Les conditions sont optimales en hiver, mais les observations sont possibles toute l'année. Les variations de l'opacité atmosphérique sont toutefois une contrainte forte et demandent une grande dynamique de la part des détecteurs.

Les principales propriétés de ce télescope sont présentées dans le *tableau 1*. La résolution conférée par la taille imposante du miroir primaire, combinée à l'important champ de vue, permet notamment d'envisager une cartographie rapide et détaillée de sources étendues.

Altitude	2850 m			
Latitude (Lat)	37.065941°			
Hauteur d'eau cumulée	$\sim$ 2 à 4 mm			
Précision du pointage	$\sim 1 arcsec$			
Champ de vue	4.4 arcmin			
Diamètre du primaire (D_p)	30 m			
Focale (F)	300 m			
Bandes fréquentielles	0.85 mm	1.25 mm	2.05 mm	3 mm
Résolution angulaire	7 arcsec	10 arcsec	16.9 arcsec	28 arcsec
Surface effective	32 %	47 %	55 %	64 %

Table 1 – *Caractéristiques principales du radiotélescope de l'IRAM (octobre 2009)*

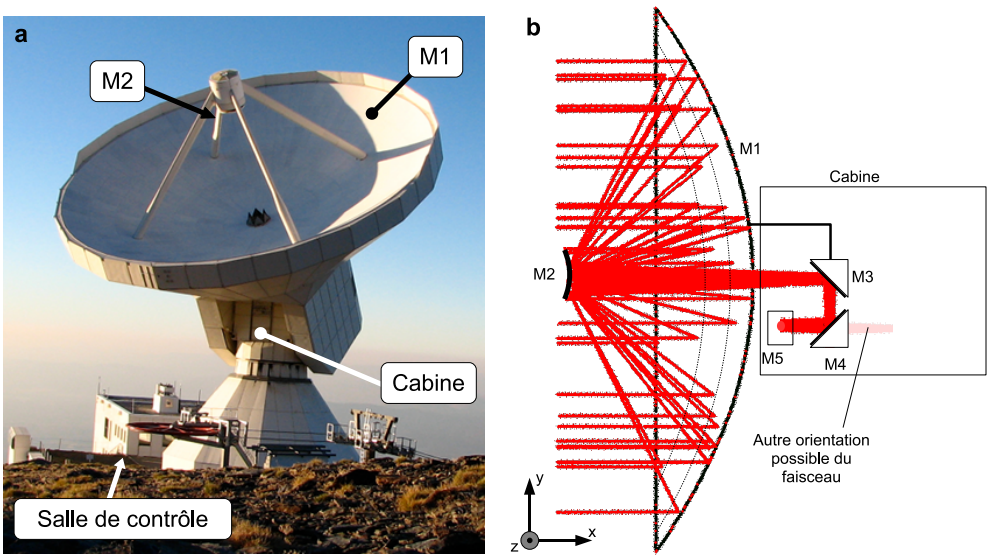


Figure 6 – ***(a)*** *Photographie de l'extérieur du radiotélescope de l'IRAM.* ***(b)*** *Schéma de principe de l'optique.*

L'optique

La chaîne optique du télescope est présentée par la *figure 6*. La focalisation du faisceau est réalisée par les miroirs $M1$ (primaire) et $M2$ (secondaire). Une optique de renvoi, constituée de miroirs plans, permet d'acheminer le faisceau jusqu'aux instruments. Le premier de ces miroirs, $M3$, est solidaire de l'antenne et pivote donc avec elle. Ceci permet de ramener l'axe du faisceau

dans le plan horizontal. On parle alors d'optique *Nasmith*. L'inclinaison de l'instrument est de ce fait maintenue constante, ce qui facilite notamment le fonctionnement de la cryogénie. Le miroir $M4$ peut être basculé pour diriger le faisceau au choix vers deux instruments distincts. Les miroirs suivants sont fonction de l'instrument en place et assurent les besoins de focalisation spécifique. Ce point sera approfondi au *IV.1.1.1*, relativement à l'instrument que nous avons développé.

Malgré le soin apporté, les miroirs ne sont pas parfaitement réfléchissants. Ils émettent un flux optique qui se superpose à celui provenant de la source observée. Il est en conséquence préférable de limiter leur nombre.

On notera également que l'orientation du secondaire ($M2$) peut être modulée, en créneaux et jusqu'à 2 Hz, pour permettre une mesure différentielle sur le ciel permettant notamment la soustraction du fond de ciel (voir détails au *IV.2.2*).

La focalisation et le pointage

Les qualités de la focalisation sont garanties par une très grande précision sur la surface du primaire ($\sim 55\ \mu$m), sous des températures variant typiquement de $-15^{\circ}C$ à $20^{\circ}C$ et pour un vent typique de l'ordre de 8 m.s^{-1}. Cette précision est assurée par la qualité du montage, une régulation mécanique de la surface, une isolation thermique, une régulation active de la température ainsi que des étalonnages réguliers.

L'asservissement de la position du miroir $M2$ avec les variations de température, entre le support du miroir et le miroir lui-même, permet une régulation de la focale de l'instrument. La précision du pointage est d'autre part assurée par une correction logicielle dynamique, prenant en compte un grand nombre de paramètres : inclinaison de l'antenne, vitesse et direction du vent, vitesse de déplacement du télescope, etc.

Des caractéristiques supplémentaires, portant notamment sur les méthodes d'observation et la partie logicielle, sont présentées à la partie IV.

Les instruments

Plusieurs instruments équipent actuellement le télescope : d'une part, des détecteurs hétérodynes sont utilisés pour la spectrométrie ; d'autre part, une caméra bolométrique, *MAMBO2* [9], est utilisée pour l'imagerie du continuum dans la bande à 1.2 mm, avec une sensibilité de détection limitée par le bruit de ciel [1]

1. *Noise Equivalent Flux Density*, $NEFD \sim 35$ mJy.s$^{1/2}$.lobe^{-1}

MAMBO2 est constitué de 117 bolomètres haute impédance, dont le couplage optique est réalisé par des cornets (guides d'onde). Cet instrument est en place depuis 2001/2002. Pour des raisons que nous présentons ci-dessous, l'IRAM souhaite remplacer cet instrument.

D'une part, le plan détecteur ne remplit pas le champ de vue conséquent du télescope [2]. Couvrir tout le champ de vue disponible, sans perdre en sensibilité, permettrait une amélioration conséquente de la vitesse d'observation, rendant plus efficace la cartographie à haute résolution angulaire d'objets étendus. La technologie relativement complexe utilisée pour les détecteurs de *MAMBO2* rend difficile une extension à plusieurs milliers de pixels.

D'autre part, le manque d'homogénéité de la matrice limite l'efficacité de la cartographie. L'observation simultanée dans plusieurs bandes spectrales permettrait une décorrélation plus efficace du bruit de ciel, ainsi que la mesure de l'effet Sunyaev-Zeldovich. Enfin, le couplage optique par cornets n'est pas adapté à la mesure depuis le sol, du fait de la réfraction anormale de l'atmosphère sur laquelle nous reviendrons au chapitre *III.1.1.1*.

2.2 Définition du projet instrumental

L'équipe spatiale de l'Institut Néel possède plusieurs atouts pour le développement d'un nouvel instrument dédié au télescope de 30 mètres de l'IRAM :

- une expérience dans l'instrumentation pour le millimétrique (instruments *DIABOLO* et *ARCHEOPS*) et d'autres domaines de la bolométrie (détection de matière noire avec *EDELWEISS*),
- un savoir faire en cryogénie,
- une précédente collaboration avec l'IRAM (projet *DIABOLO*, auquel ont notamment participé Alain BENOIT et François-Xavier DESERT),
- une proximité géographique [3] favorisant la collaboration ainsi que l'installation et l'entretien d'un instrument à demeure.

Avec ces motivations, et dans la continuité des mesures menées avec *DIABOLO*, l'équipe spatiale a orienté le développement de bolomètres autour du projet d'une caméra grand champ pour le télescope 30 mètres de l'IRAM.

Des travaux de thèse précédents ont été menés pour définir les besoins de l'instrument et développer des matrices de bolomètres [10]. D'autres ont

2. 4 arcmin échantillonnés à 20 arcsec.

3. Le siège de l'IRAM est situé à Saint Martin d'Heres, limitrophe à Grenoble. Le télescope est à 15h de route de Grenoble.

suivi pour développer un outil de caractérisation spectrale des détecteurs et éléments optiques et pour réaliser les mesures associées [11].

Une collaboration nommée DCMB [4] a servi de support au développement des bolomètres et de l'instrumentation associée.

La section suivante présente les contraintes instrumentales que devront vérifier un instrument destiné à équiper le télescope de façon permanente. Le cahier des charges de l'IRAM demande :

- l'observation simultanée dans les bandes à 1.25 et 2.05 mm (au minimum),
- une sensibilité des détecteurs limitée par le bruit de ciel (typiquement $5 \cdot 10^{-17}$ W.Hz$^{-1/2}$ pour la bande à $\lambda = 2.1$ et à 1 Hz),
- une dynamique adaptée aux différentes opacités atmosphériques rencontrées sur le site,
- une couverture complète du champ de vue ($\sim$ 6 arcmin de diamètre en projet),
- un échantillonnage du plan focal respectant le critère de Shannon,
- une cryogénie autonome, ne nécessitant pas d'approvisionnement en fluides cryogéniques, notamment.

Les caractéristiques du télescope définissent des contraintes quant à la définition de l'optique, des détecteurs et de leur lecture. Pour obtenir les meilleurs performances, chacun des points ci-dessous doit être considéré.

Remarque :
La discussion est ici menée pour une ouverture du télescope limitée uniquement par le miroir primaire. Nous verrons que les résultats peuvent être modifiés par l'utilisation d'une pupille limitant l'ouverture effective.

Résolution spatiale et échantillonnage du plan focal

La réponse en fréquences angulaires (idéale) du télescope, dont la taille caractéristique est le diamètre du primaire, $D = 30$ m, est présentée en *figure 7*. Elle définit parfaitement un maximum de la fréquence angulaire de $u_s = D/\lambda \sim 0.174$ arcsec. Idéalement, l'échantillonnage du plan focal doit couvrir cette bande, ce qui, d'après le critère de Shannon, se traduit par une fréquence d'échantillonnage angulaire de $u_{ech} = 2.u_s$.

Remarque :
Le flux moyen d'une source est stable dans le temps [5]. Il est donc possible de l'échantillonner spatialement avec une résolution aussi fine qu'on le souhaite,

4. Développement Concerté de Matrices de Bolomètres [12],[13].
5. Au moins à petite échelle temporelle.

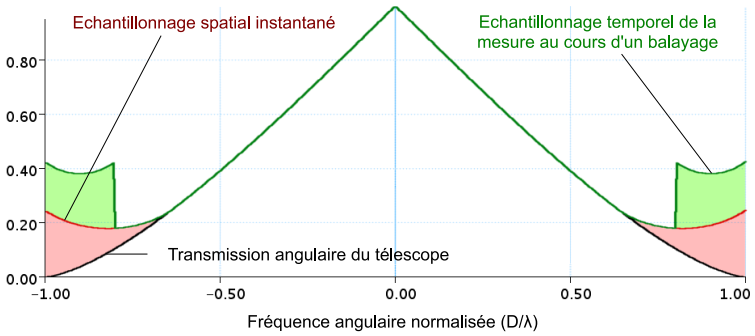


Figure 7 – *Transmission des échelles angulaires par un télescope de diamètre D. Les échantillonnages spatiaux et temporels (relativement à la vitesse de balayage) peuvent introduire un repliement du spectre angulaire. Un cas non idéal est présenté ici : sous-échantillonnage spatial et temporel.*

en balayant la source. Cependant, le bruit est, lui, variable au cours du temps, et le repliement de son spectre est fonction de l'échantillonnage statique du champ de vue.

Le lobe instrumental (ou *Point Spread Function* - PSF) peut servir de référence pour traduire ce critère en terme d'espacement des détecteurs. Ce lobe peut être idéalement décrit par la figure de Airy, de largeur angulaire à mi-hauteur $\theta_{PSF} = 1.22\ \lambda/D$. En notant $\gamma_{pix} = \theta_{pix}/\theta_{PSF}$, il vient :

$$u_{ech} = \frac{1}{\theta_{pix}} = \frac{\gamma_{pix}\ D}{1.22\ \lambda} = \frac{\gamma_{pix}}{1.22}.u_s$$

Le plein échantillonnage spatial du champ de vue demande donc $\gamma_{pix} \geq 2.44$. Si cette condition n'est pas satisfaite, le spectre compris entre u_s et $u_{ech}/2$ est alors replié, limitant la résolution angulaire des mesures (sur la *figure 7* l'échantillonnage spatial correspond à $\gamma_{pix} = 2$).

Cette contrainte sera discutée de façon pratique, relativement à la définition des détecteurs, au chapitre *III.1.2*.

Remplissage du plan focal

En considérant l'échantillonnage optimum décrit précédemment, le champ de vue de 4.4 arcmin du télescope peut contenir près de 1200 détecteurs dans la bande à 2.1 mm, et environ 3000 détecteurs dans la bande à 1.2 mm. En attendant une éventuelle extension du champ de vue, ces chiffres fixent l'ordre de grandeur du nombre de pixels que doivent idéalement comporter les matrices et qui doit être géré par l'électronique et le logiciel d'acquisition.

Bruit de ciel et fréquence d'observation

L'utilisation du secondaire vibrant permet une mesure différentielle entre deux points du ciel, ce qui revient à une détection synchrone. Le bruit dont la fréquence est inférieure à la moitié de la fréquence de dépointage est alors supprimé. Compte tenu de la fréquence maximum de dépointage du secondaire (2 Hz), la sensibilité des détecteurs doit être optimale au-dessus de 1 Hz, et la fréquence d'échantillonnage des mesures supérieure à 4 Hz.

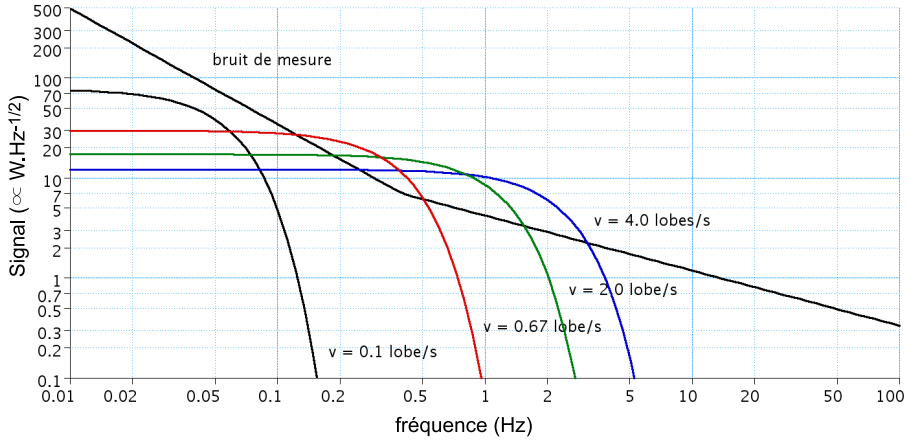


Figure 8 – *Le spectre d'un signal correspondant à une source ponctuelle est tracé pour différentes vitesses de balayage. Un spectre de bruit typique, comprenant une remontée en 1/f liée au bruit de ciel, est également représenté. Une vitesse de balayage importante permet d'extraire la source du bruit.*

L'autre mode d'observation usuel, basé sur un balayage continu du ciel, définit différemment la bande fréquentielle. L'image d'une source ponctuelle a la forme du lobe instrumental. La bande fréquentielle correspondant à l'observation de cette source dépend de la vitesse de balayage V. La *figure 8* présente les spectres correspondant à une source ponctuelle, pour différentes vitesses de balayage. De façon générale, et nous le verrons au cours de ce rapport de thèse, on observe une remontée du bruit à basse fréquence. Une vitesse de balayage rapide permet alors d'éloigner le spectre du signal de cette importante bande de bruit. Le télescope permet une vitesse de balayage maximum [6] de l'ordre de 10 arcsec.s^{-1}.

La taille du lobe instrumental est principalement contrainte par la diffraction et dépend donc de l'ouverture du télescope. Compte tenu des caractéristiques du télescope et de l'ajout d'une optique supplémentaire pour

6. Au-delà, la précision du pointage n'est plus garantie.

l'adaptation de l'instrument au cœur de ce travail de thèse (ces points seront détaillés au *IV.1.1.1*, la taille de la tache de diffraction pour une longueur d'onde de 2 mm est d'environ 15 arcsec, ce qui limite la vitesse de balayage à 0.67 lobe.s^{-1}. Les détecteurs doivent donc être adaptés à une mesure à 0.5 Hz, pour des sources ponctuelles, et à une fréquence d'autant plus faible que la source est étendue.

La résolution effective de l'instrument doit prendre en compte d'autres paramètres : les aberrations de la chaîne optique, la redéfinition de la pupille par l'optique de l'instrument (qui peut réduire la résolution en limitant le diamètre utile du télescope), la plus grande longueur d'onde transmise par les filtres. Une adéquation doit donc être établie entre les caractéristiques de cette optique et la bande fréquentielle nominale des détecteurs.

Vitesse de balayage et échantillonnage des mesures

Notons u_{max} la fréquence angulaire maximum effective (limitée par l'ouverture du télescope ou l'échantillonnage spatial du plan focal, comme présenté ci-dessus). Compte tenu d'une vitesse de balayage V, le signal temporel est défini dans une bande fréquentielle s'étalant jusqu'à $V.u_{max}$.

Pour satisfaire au critère de Shannon et permettre un échantillonnage du signal sans repliement de spectre, la fréquence des mesures doit vérifier $f_{ech} \geq 2.V.u_{max}$. Si ce critère n'est pas satisfait, le repliement dégradera la résolution angulaire des mesures (*figure 7* - l'échantillonnage temporel correspond à $f_{ech} = 1.8\ u_{max}$). Comme nous l'avons vu précédemment, une grande vitesse de balayage permet généralement une meilleure réjection du bruit. Il est donc intéressant que le système de lecture permette un échantillonnage optimum du signal pour la vitesse maximum de balayage. Cette contrainte, exprimée dans le cas d'un échantillonnage optimum du plan focal, est résumée par la *tableau 2*.

λ	850 μm	1.2 mm	2.1 mm	3 mm
f_{ech}	8.2 Hz	5.8 Hz	3.3 Hz	2.3 Hz

Table 2 – *Fréquence d'échantillonnage minimum, pour une vitesse de balayage maximum (*10 arcsec.s^{-}1*).*

Ce point sera rediscuté, après définition des systèmes de mesure des détecteurs, relativement à la stratégie de mesure employée lors de la campagne de test de l'instrument au télescope de l'IRAM (*IV.2.2*).

Sources de bruit

Différentes sources de bruit sont à prendre en considération. Elles sont liées d'une part aux contraintes intrinsèques à la mesure d'une source dans son environnement et d'autre part à l'instrument lui-même.

Bruit de photons :

Il est lié aux fluctuations statistiques intrinsèques au rayonnement mesuré :

$$NEP^2_{photons} = 2.h.\nu.P_{opt}$$

Les photons sont des bosons et obéissent donc à la loi de Bose-Einstein, ajoutant une contribution au bruit de photon :

$$NEP^2_{phonons} = 2.k.T_{eq}.P_{opt}$$

T_{eq} est la température équivalente perçue par les détecteurs. Ce terme est généralement dominé par la température de l'environnement, et dans notre cas par l'atmosphère ($T_{atm} \sim 250$ K) ainsi que le télescope lui-même ($T_{tel} \sim 300$ K). Un ordre de grandeur peur être proposé en considérant une émissivité de 10 % pour l'atmosphère et le télescope et un coefficient de transmission de $t = 30$ %. On a alors :

$$T_{eq} = t\left(\epsilon_{atm} \cdot T_{atm} + \epsilon_{tel} \cdot T_{tel}\right) \sim 16.5 \text{ K}$$

Le bruit *de phonons* est donc égal au bruit de grenaille pour une fréquence $\nu = k.T_{eq}/h \sim 1.5$ THz. En-deça, dans le domaine fréquentiel qui nous intéresse, il lui est supérieur. Compte tenu des approximations faites (sur les émissivité, la transmission...) pour aboutir à ce résultat, il n'est pas déraisonnable de retenir que la contribution bosonique au bruit de photon est du même ordre de grandeur que le bruit de grenaille.

$$NEP^2_{phonons} = 2\ \left(h.\nu + k.T_{eq}\right)\ P_{opt} \gtrsim\sim 4.h.\nu.P_{opt}$$

Chacune des sources perçues par l'instrument ajoute sa contribution. L'importance du bruit est liée à la température de corps noir équivalent de la source et différentes contributions peuvent être listées :

- ***Source :***
  Le bruit de photons lié à la source astronomique observée constitue la limite physique sous laquelle on ne peut pas descendre, indépendamment du lieu de l'observation. Pour que la sensibilité de l'instrument soit effectivement limitée par ce bruit, il faut que la contribution de toutes les autres sources de bruit soit inférieure à celle-ci.
- ***Atmosphère :***
  Lors de l'observation sur le télescope, l'atmosphère, dont la température est de l'ordre de 250 K, constitue une interface partiellement transparente dont l'émission (liée à la vapeur d'eau) varie en fonction des perturbations météorologiques. Une température équivalente de 17.5 K est par exemple obtenue pour une opacité typique de ~ 7 % sur la ligne de visée .
- ***Instrument :***
  L'instrument constitue un environnement "chaud", source de rayonnement parasite porteur d'un bruit de photon ; le rejet des rayons hors-axe ainsi que l'enfermement des détecteurs dans un boîtier refroidi à très basse température doit permettre de minimiser cette source de bruit (voir *II.1*). Comme cela a été évoqué précédemment, l'imperfection des optiques du télescope introduit un rayonnement de fond dans l'axe optique. En considérant 1 % d'émissivité par miroir, dont la température est d'environ 300 K, un apport équivalent à près de 24 K doit être considéré [7]. Le secondaire et ses supports contribuent également au rayonnement de fond, proportionnellement à la surface masquée sur le primaire. Ceci représente un apport supplémentaire d'environ 9 K.

Bruit d'électronique :
L'électronique est intrinsèquement bruyante. Le recours à une électronique de qualité (amplificateurs bas bruit, générateur de fréquence très stable,...) et refroidie permet de minimiser cette source de bruit.

Bruit de détecteur :
C'est un bruit propre à la mesure du détecteur. Ce point sera abordé au chapitre *III.2* pour les bolomètres et au chapitre *III.3* pour les KIDs.

Bruit lié à l'environnement :
En complément d'un bruit de photons, l'environnement peut toucher plusieurs parties de la chaîne de mesure : vibration des fils de mesure dans un champ magnétique ; champ magnétique variable interagissant avec des vortex locaux ; bruit thermique dû à des vibrations mécaniques ; etc.

7. En comptant quatre miroirs pour l'adaptation de l'instrument sur le télescope.

Deuxième partie

Instrumentation et mesures optiques

Outre la fabrication d'un cryostat optique, nécessaire à la mise en œuvre des détecteurs et adapté à une utilisation au télescope de l'IRAM, nous avons développé une plateforme de mesure permettant la caractérisation optique du plan focal dans son entier et dans des conditions optiques proches de celles rencontrées lors d'observations sur le ciel au Pico Veleta.

La définition du cryostat optique occupera le premier chapitre de cette partie. Un second chapitre sera consacré aux sources développées durant cette thèse pour permettre la caractérisation optique des échantillons. L'évolution de cette plateforme est étroitement liée aux contraintes instrumentales du télescope 30 mètres de l'IRAM et elle sera présentée conjointement avec les méthodes de caractérisation optique, concernant aussi bien le cryostat que les détecteurs. La présentation chronologique choisie ici permettra de comprendre la relative sophistication du *simulateur de ciel* auquel ont abouti les travaux présentés.

Un troisième chapitre traitera des calculs de photométrie, appliqués au cryostat et aux sources décrites précédemment, nécessaires à la détermination des performances des détecteurs.

Préambule

Les travaux de recherche portant sur la réalisation d'une caméra bolométrique dans la bande (sub)millimétrique ont hérité des développements menés autour des expériences *DIABOLO* [15] et *ARCHEOPS* [4]. La réalisation d'un instrument mettant en œuvre des matrices de plusieurs dizaines de détecteurs a apporté de nouveaux besoins.

Le cryostat de *DIABOLO*, équipé d'une fenêtre optique et d'une dilution $^3He -^4 He$, a pu être utilisé pour la mesure de bolomètres refroidis jusqu'à 80 mK. L'électronique de lecture d'*ARCHEOPS* a pu être ré-exploitée dans un cryostat fermé pour la caractérisation électrique de bolomètres. Néanmoins, ces deux infrastructures ne permettaient de lire que quelques détecteurs et les mesures optiques devaient se limiter à une illumination diffuse de ceux-ci. Le logiciel d'acquisition, développé pour une génération vieillissante d'ordinateurs, montrait ses limites quant au nombre de détecteurs qu'il pouvait gérer et demandait un travail conséquent de post-traitement des données. Le développement de nouveaux détecteurs était réalisable, mais dans des conditions non idéales.

Une plateforme de mesure a été développée pour caractériser optiquement les détecteurs. Les différents éléments, qui seront détaillés dans cette partie, sont visibles sur le schéma organisationnel présenté en *figure 9*.

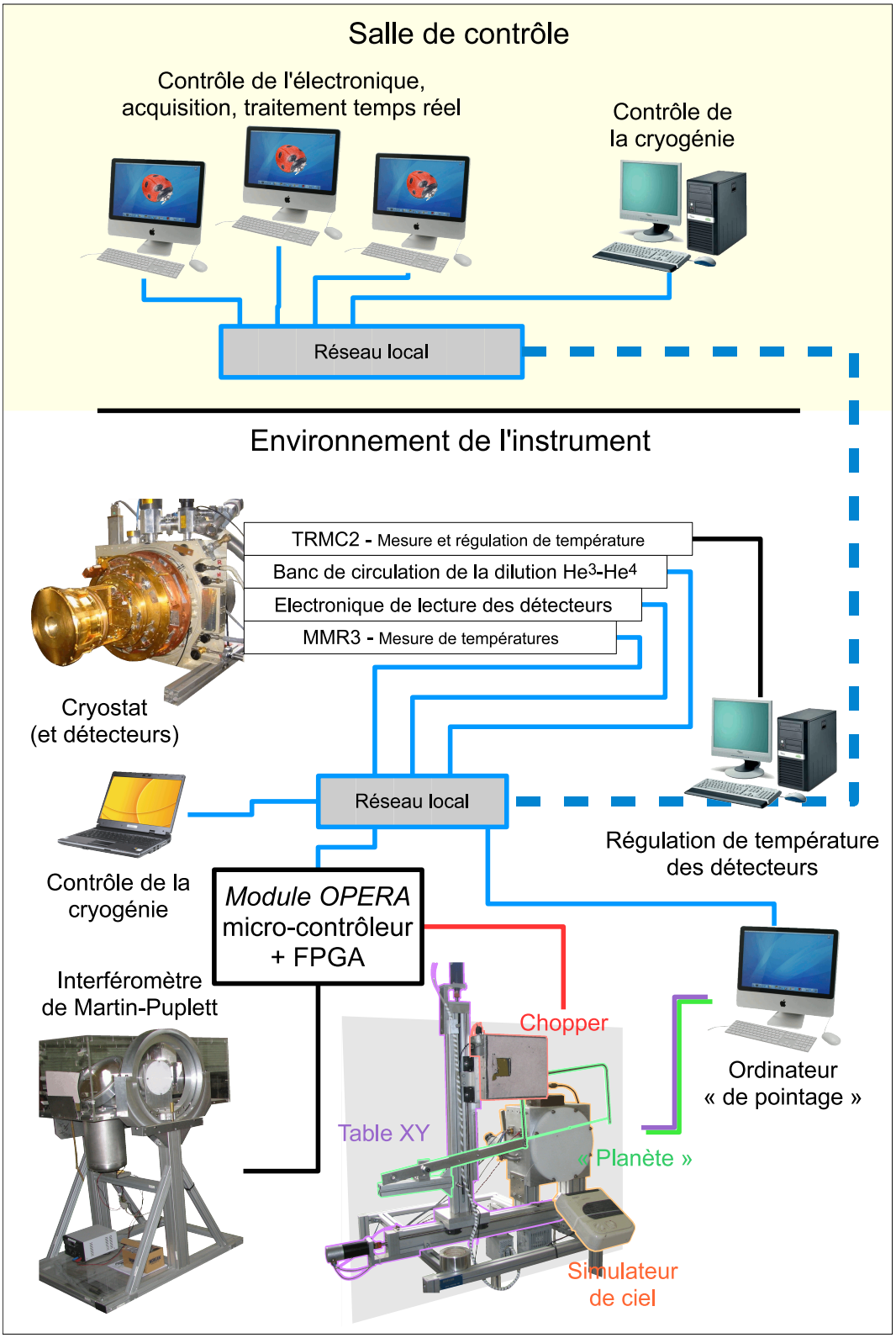


Figure 9 – *Chaîne synoptique de la plateforme de mesure. L'organisation de l'instrumentation autour du protocole UDP a permis la modularité décrite par ce schéma.*

Instruments

La constitution de la plateforme a été accompagnée d'un accroissement des données manipulées, citées de manière non exhaustive ici et sur lesquelles nous reviendrons :

- Paramètres des sources optiques en laboratoire (*chopper*, interféromètre, *tableXY*, *simulateur de ciel*) : température, position, modulation, polarisation, dimensions.
- Paramètres de pointage du télescope : source cible, positions relatives et absolues, offsets de pointage, absorption atmosphérique, etc.
- Mesure des températures du cryostat.
- Signaux de synchronisation, entre les sources optiques et les détecteurs.

Les instruments de mesure utilisés pour la caractérisation des détecteurs sont multiples. Leur contrôle se base essentiellement sur une architecture Ethernet, permettant un accès depuis n'importe quel point de connexion au réseau local, ou encore par accès distant depuis l'extérieur du laboratoire. Cette architecture a notamment permis d'utiliser la même interface pour le pilotage des instruments et l'acquisition des données. Le logiciel de contrôle, baptisé *CAMADIA* [8], a été développé au sein du laboratoire et a évolué pour s'adapter aux travaux présentés dans ce document.

Ce logiciel est programmé essentiellement en langage C, langage non seulement simple de compréhension, ce qui facilite le travail en équipe, mais également compatible avec les micro-contrôleurs embarqués (boîtier *OPERA*, notamment) faisant l'interface avec les commandes bas-niveau.

Acquisition

Chaque organe de mesure (boîtier *OPERA*, ordinateur de pointage, ordinateur de contrôle de la lecture des KIDs...) distribue ses données sur le réseau Ethernet (dédié). Chaque ordinateur membre peut alors s'approprier et enregistrer les données, réaliser les traitements temps réel souhaités, etc. Cette répartition assure la redondance nécessaire à la sécurisation de l'expérience lors des observations sur le télescope et permet une répartition des traitements.

L'augmentation du nombre de détecteurs et de leurs stratégies de mesure conduit à une masse importante de données et de paramètres de réglage. Un exemple peut être donné avec la situation actuelle de fin de thèse : les mesures

8. CAMera Archeops DIAbolo, en référence aux projets expérimentaux ayant exploité ou exploitant ce logiciel

concernent 224 détecteurs ; pour chacun d'eux deux grandeurs sont mesurées puis codées sur 32 bits ; l'acquisition se fait à 22 Hz. On aboutit à un débit de 315 kbits.s^{-1} environ, pour les seules données provenant des détecteurs et hors mise en forme de la trame UDP. Un tel débit est très facilement supportable par un réseau Ethernet, les contraintes portent d'avantage sur le traitement en temps réel et plus particulièrement l'affichage des données.

L'évolution et l'optimisation de *CAMADIA*, pour accompagner le développement de la plateforme, l'augmentation du nombre de détecteurs et plus particulièrement les premières utilisations de KIDs au sein du laboratoire, ont été des points importants au cours de ce travail de thèse. L'ensemble des mesures présentées dans ce rapport a été obtenu via le logiciel *CAMADIA*, souvent directement, ou après retraitement des fichiers de données produits.

Chapitre 1

Le cryostat optique : la *CAMERA*

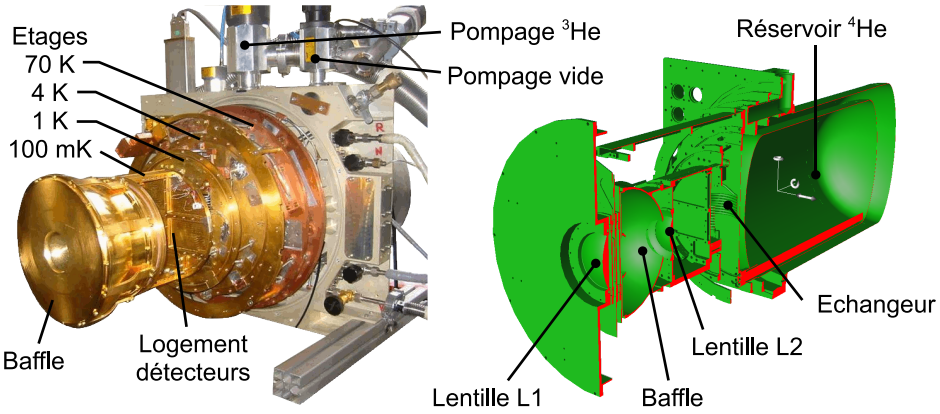


Figure 10 – *Un cryostat horizontal constitue la base de l'instrument. Un étage à* 100 mK *de volume important permet le montage des échantillons et du baffle optique.*

Le cryostat dans lequel a été menée la majeur partie des mesures a été conçu spécialement pour son utilisation au radiotélescope 30 m de l'IRAM. Il répond à plusieurs besoins, préalablement listés en concertation avec des astronomes [16] et détaillés dans la thèse de Samuel LECLERCQ [10] :

- Détecteurs refroidis à 100 mK (voir section 1.1) : une température aussi basse est nécessaire pour la mise en œuvre des deux types de détecteurs auxquels nous nous sommes intéressés, et ce pour des raisons différentes qui seront expliquées aux chapitres 2 et 3 de cette partie.
- Les filtres optiques et le bafflage sont montés sur les différents étages

cryogéniques, de façon à ce que leur propre rayonnement ne perturbe pas les détecteurs.
- L'ouverture optique permet l'utilisation d'une matrice de détecteurs sur un *wafer* de 100 mm.

Une vue d'ensemble est proposée par la *figure 10*. Nous allons maintenant nous intéresser aux principales fonctions assurées par le cryostat, à savoir la cryogénie, l'optique de proximité et le montage des détecteurs.

1.1 Cryogénie

Structure générale

La cryogénie est une contrainte expérimentale forte, mais indispensable dans notre cas. Le cryostat définit l'enceinte instrumentale dans laquelle doivent être logés les détecteurs, l'électronique froide nécessaire à leur lecture ainsi que les filtres et l'optique de proximité.

La contrainte s'exprime au niveau du développement de l'instrument, puisqu'une fois l'expérience démarrée il n'est plus possible d'intervenir sur les éléments situés à l'intérieur de l'enceinte, mais également au niveau de la mise en œuvre de l'instrument sur la plateforme d'observation, puisque le cryostat doit être maintenu à une température basse et constante au cours des observations.

Pour atteindre la température de 100 mK requise, différents étages de refroidissement sont nécessaires. Chacun des étages (1 K, 4 K, 70 K, 150 K et 300 K, dans notre cas), délimité par des écrans organisés sous la forme de *poupées russes*, est isolé des autres par plusieurs moyens :
- Un vide d'isolement, obtenu par pompage, supprime les échanges thermiques par convection.
- Des feuilles métalliques entourant les écrans réfléchissent les rayonnements issus des étages les plus chauds. Une étanchéité optique est obtenue par l'utilisation de scotch aluminisé, placé au niveau des jointures des écrans.
- Des filtres optiques ferment les fenêtres pratiquées dans les écrans, pour empêcher que les rayonnements indésirables n'apportent une puissance thermique supplémentaire sur le système (voir section 1.2).
- Les contacts mécaniques entres les différents étages sont calibrés pour limiter la conduction thermique.
- Les harnais électriques nécessaires à la lecture des détecteurs sont dimensionnés (matériaux et géométries) pour limiter leur conduction thermique. Ils sont de plus thermalisés sur chacun des étages pour éviter

un court-circuit thermique entre des étages distants.

Méthodes de refroidissement

Au-delà des précautions décrites précédemment, l'obtention d'une température de 100 mK demande plusieurs techniques cryogéniques. Parmi les différentes techniques permettant d'atteindre une température aussi basse, nous avons préféré un système à dilution. De façon simplifiée, le pompage sur un bain composé d'un mélange d'^{3}He et d'^{4}He permet d'extraire les atomes d'^{3}He les plus chauds et ainsi de refroidir le bain. La puissance cryogénique disponible dépend notamment du débit de la circulation.

La dés-aimantation adiabatique réversible est un système courant également, mais elle ne permet pas de maintenir la température de base en continu pendant une longue période, ce qui peut être nécessaire pour l'observation au télescope. De plus, elle demande l'utilisation de champs magnétiques intenses, qui pourraient perturber le fonctionnement des détecteurs.

La dilution permet d'atteindre une température inférieure à 100 mK et de la maintenir de façon continue. Par ailleurs, elle ne nécessite pas de champ magnétique et l'expertise de ce système au sein du laboratoire a également favorisé ce choix. Le système utilisé pour la *CAMERA* offre une puissance cryogénique de 100 μW à 100 mK et permet la mise en froid en approximativement 16 heures. Pour permettre une régulation précise de la température des détecteurs, un chauffage est monté sur l'étage le plus froid.

Atteindre une température aussi basse demande l'obtention préalable d'un thermostat à basse température. Pour la dilution, ce thermostat doit être inférieur à la température de condensation de l'hélium (4 K, sous 1 bar). Deux versions semblables du cryostat ont été fabriquées. Elles se distinguent par la méthode de refroidissement à 4 K : une première version utilise un réservoir d'hélium liquide, la seconde, un tube à gaz pulsé (*pulse-tube*).

L'hélium liquide permet un refroidissement plus rapide et convient donc parfaitement au développement et tests préliminaires des détecteurs. C'est la solution qui a été utilisée en laboratoire, mais également en octobre 2009 pour le premier test de qualification à l'IRAM (partie IV). En contre-partie, il requiert un remplissage régulier. Avec un réservoir de 20 L et une consommation de l'ordre de 0.8 L.h^{-1}, la *CAMERA* demande un remplissage quotidien.

L'utilisation d'une machine cryogénique présente d'autres intérêts. Si la mise en froid est plus longue, le maintien à basse température ne demande aucune maintenance. Ne pas avoir besoin d'hélium liquide simplifie grandement la logistique, ce qui peut se révéler important sur des sites difficilement accessibles, comme le sont la plupart des sites d'observation astronomique

(haute altitude, routes de montagne,...). L'encombrement est réduit comparé à l'utilisation d'un réservoir d'hélium liquide ; le compresseur, certes volumineux, peut être déporté à la distance désirée. Ceci permet une intégration plus facile dans les cabines (de taille limitée) des télescopes. En contrepartie, les machines cryogéniques, de part leur nature *pulsée*, sont source de vibrations. Pour éviter de perturber les détecteurs, un découplage mécanique entre la tête froide du *pulse-tube* et le plan focal doit être utilisé. Les progrès concernant l'atténuation des vibrations, réalisés ces dernières années, font des machines cryogéniques de très bons candidats pour des instruments à demeure.

Remarque :
L'électronique de lecture des détecteurs [1] nécessite un montage à basse température, au plus près des détecteurs, pour permettre l'amplification des signaux avant leur sortie à température ambiante. Les différents étages cryogéniques de la *CAMERA* permettent le montage des pré-amplificateurs nécessaires dans des conditions appropriées.

1.2 Optique

L'optique décrite ici est celle utilisée pour la campagne au télescope de l'IRAM en octobre 2009 (partie IV), ainsi que pour la majeure partie des mesures effectuées en laboratoire. Une autre version de l'optique, présentée dans les perspectives de ce travail de thèse (page 199), sera utilisée pour une prochaine campagne de test sur le radiotélescope de l'IRAM en octobre 2010. Le schéma de principe de cette optique est visible en *figure 11*.

Focalisation

Pour des raisons de simplicité, le plan focal défini par cette première version de l'optique ne peut accueillir qu'une seule matrice de détecteurs. Des lentilles définissent l'image du plan détecteur à la distance de 60 cm de l'entrée du cryostat ; cette focale, raisonnablement courte, a permis la caractérisation des échantillons en laboratoire dans de bonnes conditions, sans optique supplémentaire. Cette focale est également compatible avec une optique raisonnablement compacte pour l'adaptation au télescope de l'IRAM (voir partie IV).

1. Dont les détails, spécifiques à chaque type de détecteurs, sont présentés aux chapitres *III.2* (bolomètres) et *III.3* (KIDs).

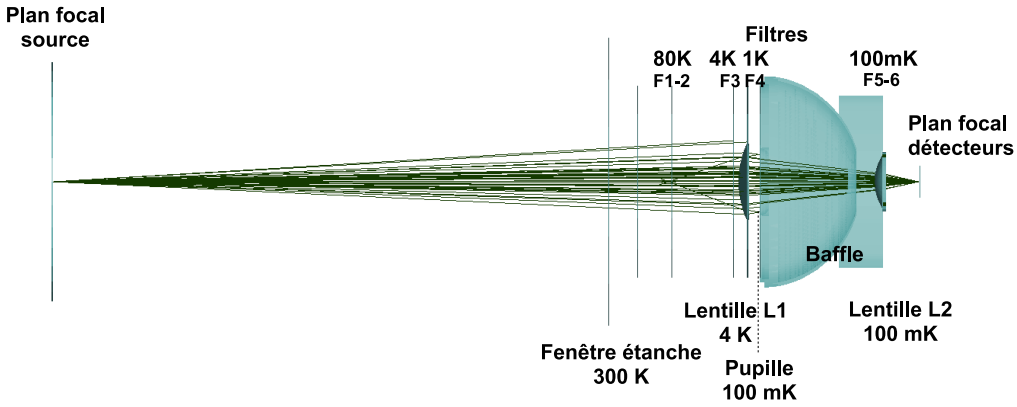


Figure 11 – *Optique mono-bande de la CAMERA. Les lentilles permettent une focalisation télécentrique du faisceau.*

Nombre d'instruments en fonctionnement n'utilisent qu'une seule lentille pour la focalisation du faisceau. Chaque point du plan focal détecteur voit alors la source dans la direction du centre de la lentille (*figure 12-a*). L'alignement de l'axe optique des détecteurs (défini par le lobe d'émission/réception) avec celui du faisceau peut être réalisé dans le cas de détecteurs individuels, mais devient problématique dans le cas de matrices de détecteurs micro-fabriquées.

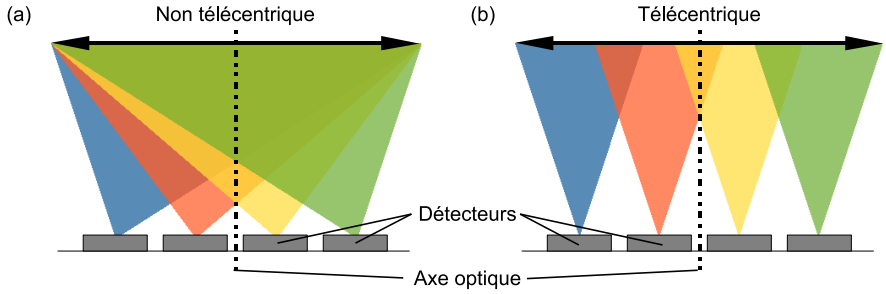


Figure 12 – ***(a)*** *Focalisation non-télécentrique du faisceau, nécessitant une seule lentille.* ***(b)*** *Focalisation télécentrique permise par l'utilisation de plusieurs lentilles. Chaque couleur de faisceau correspond à une même direction de pointage en sortie de l'instrument.*

Dans notre cas, nous avons choisi d'utiliser deux lentilles, pour permettre une focalisation télécentrique du faisceau : l'image du plan focal se fait dans un plan perpendiculaire à l'axe optique ; en tout point de ce plan, l'axe de

focalisation est parallèle à l'axe optique de l'instrument (voir *figure 12-b*). Cette configuration permet l'utilisation de matrices de détecteurs planes, avec un même couplage optique pour tous les pixels. La contre-partie est une perte de puissance optique par réflexion et absorption de la seconde lentille. Cependant, cet inconvénient peut être fortement atténué par l'utilisation de lentilles corruguées [2]. On notera qu'une optique télécentrique peut également être obtenue par l'utilisation de miroirs [3], mais l'optique hors-axe nécessaire conduit alors à un encombrement relativement important.

Un angle de focalisation peu élevé nous permet de plus de satisfaire aux conditions de Gauss et de définir ainsi l'image du plan focal source sur une surface plane. Des instruments, basés sur des détecteurs individuels [4], se satisfont d'un *plan* focal détecteur courbe.

Les lentilles permettent de définir une ouverture $N = 1.7$. Cette valeur permet de limiter raisonnablement les aberrations et définit une taille de pixel, moitié de la taille du lobe pour un échantillonnage respectant le critère de Shannon, égale à la longueur de l'onde. Une pupille froide, constituée par l'orifice du bafflage, à 100 mK, permet de limiter les aberrations, plus importantes en périphérie du faisceau. La réduction du faisceau participe à la définition de l'ouverture numérique, en limitant la surface effective du télescope (par un facteur ~ 0.95). L'ouverture angulaire est alors de :

$$\Omega = 2\pi\ (1 - \cos\theta) \text{ avec } \quad \tan\theta = \frac{1}{2N}$$

$$\Rightarrow \theta = 16.4^{\circ} \quad \text{et} \quad \Omega = 0.255 \text{ sr}$$

Le lobe instrumental résultant est alors caractérisé par :

$$D_{PSF} = \frac{F.\lambda}{D} = 4.9 \text{ mm dans le plan détecteur.}$$

Filtrage

Les détecteurs étant *a priori large bande*, il est nécessaire de définir la bande passante optique au moyen de filtres. On rappelle que le filtrage est également important pour permettre le refroidissement du cryostat : sans filtres, la puissance cryogénique à fournir serait bien supérieure à ce que la dilution mise en œuvre peut fournir.

2. Mais efficace sur une bande fréquentielle étroite seulement.
3. Projet *OLIMPO* [17], par exemple
4. Le satellite Planck, par exemple.

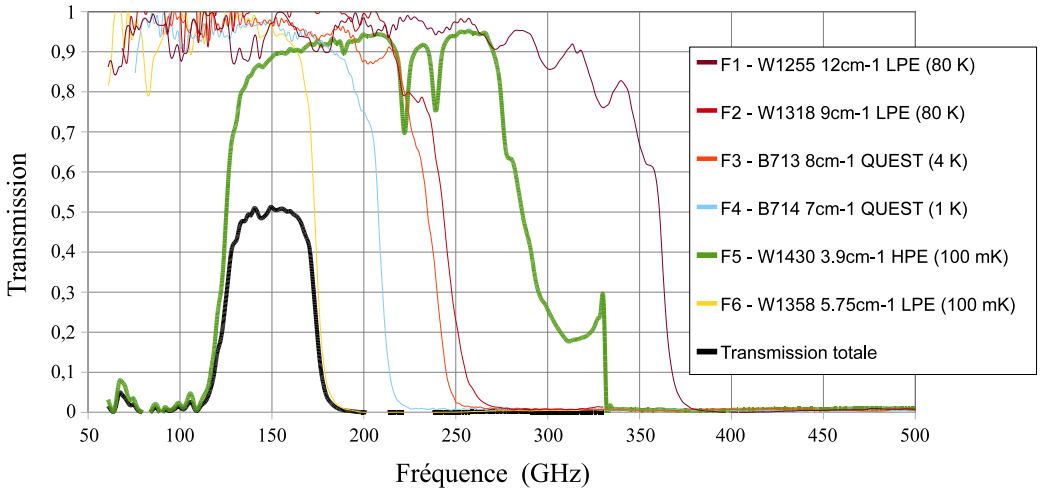


Figure 13 – *Transmissions de chacun des filtres optiques équipant la CAMERA version mono-bande. La transmission totale, intégrant également 4 filtres thermiques, définit la bande passante de l'instrument.*

Un jeu de filtres, fabriqué par *AIG*[5] - *Cardiff University* et utilisé dans cette version de l'optique, a permis de définir une bande spectrale adaptée aux mesures sur le télescope dans la bande à 2 mm (*figure 13*). Les filtres les plus sélectifs sont montés sur les étages les plus froids, de sorte que le rayonnement émis par les éléments les plus chauds ne parvienne pas aux détecteurs. Les mesures de transmission de ces filtres, menées à Cardiff et vérifiées en laboratoire grâce à un interféromètre de Martin Puplett (détails au *II.3.6*), ont permis de valider une bande passante effective de 125 – 170 GHz.

La dépendance vis-à-vis de la longueur d'onde du rayonnement incident est une caractéristique importante à l'échelle de la chaîne de mesure dans son ensemble, puisqu'elle définit à quel rayonnement l'instrument est sensible.

Le contrôle de la bande passante est également un critère important pour chaque étage de la chaîne optique, puisqu'un rayonnement hors-bande implique une charge optique superflue :

- D'une part sur les différents étages du cryostat, ce qui peut se traduire par l'impossibilité d'atteindre la température souhaitée et par une réduction de l'autonomie.
- D'autre part sur les détecteurs, qui peuvent se voir polarisés en dehors de leur plage optimum et qui verront un bruit de photons supplémen-

5. Astronomy Instrumentation Group

taire. Cette puissance parasite est à comparer aux pW de puissance de fond de ciel moyenne attendue sur le pixel, dans la bande à 2 mm.

Bafflage

Le bafflage a pour but d'empêcher le rayonnement extérieur au champ de vue de l'instrument d'atteindre les détecteurs. Une solution originale a été proposée pour la *CAMERA* : une série de baffles réfléchissants et ellipsoïdaux permettent de rejeter hors du cryostat les rayonnements ne provenant pas du plan focal (*figure 14*) [18]. Tout rayon incident passant entre les foyers de l'ellipse est réfléchi entre les foyers de l'ellipse. Le rayonnement parasite n'apporte donc pas de charge thermique supplémentaire sur le cryostat. Ce baffle est monté sur l'étage 100 mK, afin qu'il ne perturbe pas les détecteurs par sa propre émission thermique.

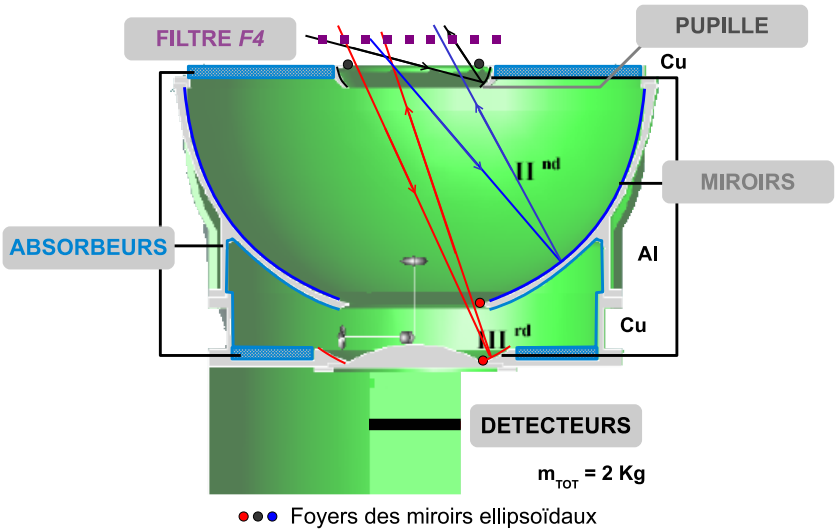


Figure 14 – *Un baffle réfléchissant, basé sur des miroirs elliptiques, a été conçu pour rejeter le straylight hors du cryostat sans le thermaliser.*

Toutefois, un rejet imparfait du rayonnement hors plan focal a été observé en laboratoire, de manière qualitative, avant la campagne en Espagne : une lumière parasite a été mise en évidence par une augmentation de la puissance reçue lorsqu'on éloignait une source de taille réduite, de l'entrée du cryostat jusqu'au plan focal.

Une explication envisageable est la suivante : les filtres n'étant pas efficaces à 100 %, la fraction $t(\nu)$ du rayonnement hors axe traversant le filtre

$F4$ à 1 K est réfléchie par le baffle, puis par ce même filtre $F4$ avec un rapport de $1 - t(\nu)$. Dans le pire des cas, ce rayonnement peut alors être dirigé directement vers la matrice. Sinon, il peut subir des réflexions multiples (sur le baffle et le filtre) avant d'être dirigé vers les détecteurs. Les derniers filtres ($F5$ et $F6$) bloquent la majeur partie du rayonnement hors-bande, mais laissent passer le rayonnement qui est dans la bande.

Des surfaces absorbantes[6] ont été ajoutées sur la surface du baffle principal, pour tenter de réduire le problème pour la campagne d'octobre 2009 à l'IRAM : si les rayons réfléchis par le filtre ne sont pas dirigés directement sur l'échantillon, ils sont réfléchis (de nombreuses fois, éventuellement) avec la possibilité d'être interceptés par les inserts absorbants.

Les défauts du bafflage ont été à nouveau constatés en laboratoire après la campagne en Espagne, malgré les éléments absorbants. La mise en place du *simulateur de ciel* a finalement permis une mesure quantitative du phénomène (section *II.3.5*). Cette mesure montre que le rayonnement hors axe optique est équivalent à celui d'un corps noir à 70 K sur la surface du plan focal. Compte tenu d'une ouverture de $\Omega = 0.19$ sr, la température du *straylight* est atténuée d'un facteur a, défini par l'équivalence :

$$70.\Omega = \frac{300}{a}\,(2.\pi - \Omega)$$
$$\Rightarrow a \approx 137$$

On peut également proposer une efficacité du bafflage défini par :

$$e = 1 - \frac{1}{a} = 99.3\ \%$$

La *CAMERA*, en définissant une part importante de la configuration optique de la chaîne de mesure, intervient bien évidemment dans toutes les caractérisations optiques décrites au chapitre II.

6. *Stycast* + billes de silice.

Chapitre 2

Sources optiques

La caractérisation optique des détecteurs et de l'instrument a demandé la mise en place de sources contrôlées, qui feront l'objet de ce chapitre. Une évolution conjointe avec le développement des détecteurs (incrément du nombre de pixels à mesurer et augmentation de leur sensibilité) nous a conduit à une plateforme reproduisant assez fidèlement les conditions d'observations rencontrées au télescope de l'IRAM.

2.1 Source optique modulée : le *chopper*

La réponse optique des détecteurs correspond à la variation du signal de mesure ΔS, suite à la variation de la puissance optique ΔP_{opt} qu'ils reçoivent. Pour pouvoir estimer la réponse des détecteurs, correspondant au rapport $\Delta S/\Delta P_{opt}$, la source doit être bien contrôlée. Comme nous le verrons au chapitre *II.3*, la puissance émise par des corps noirs est bien déterminée, ce qui en fait des sources adaptées aux mesures que l'on souhaite entreprendre. Une façon simple d'observer la réponse optique des détecteurs est de placer, dans leur champ de vue, un corps noir à une température $T1$, puis de le remplacer par un corps noir à une température $T2$.

C'est ce principe de modulation mécanique qu'utilise le *chopper* (*figure 15*). Celui-ci a été exploité pour une part importante des mesures réalisées, et notamment jusqu'à début 2010. Un disque ajouré est mis en rotation devant un corps noir à $T_f = 77$ K (refroidi à l'azote liquide). Les parties non-ajourées du disque sont couvertes d'un corps noir à $T_c \sim 300$ K (température ambiante approximative). L'alternance des deux corps noirs dans le champ de vue de l'instrument conduit à une modulation de type créneau [1] de la puissance optique vue par les détecteurs. Une démodulation synchrone du signal mesuré

1. Forme approximative. Une forme plus réaliste est présentée en *figure 15*.

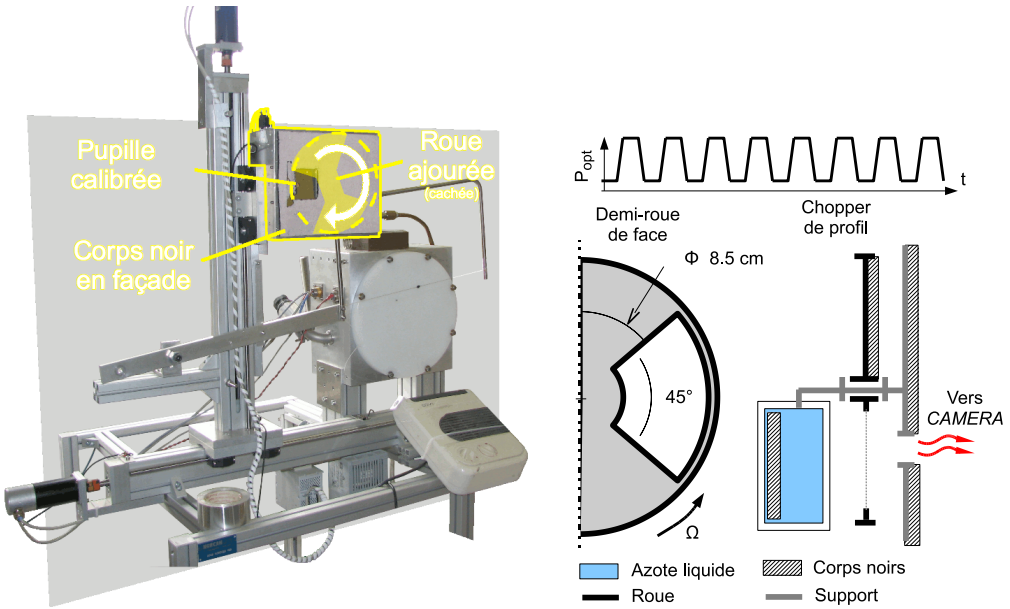


Figure 15 – *Le chopper consiste en un disque ajouré couvert d'un corps noir ($T_c \sim 300$ K), tournant entre une source froide (corps noir à l'azote, $T_f \sim 77$ K) et le cryostat. Un ouverture circulaire calibrée définit l'intensité de la modulation de puissance.*

fournit alors un signal proportionnel à l'écart de température entre la source froide et la source chaude.

Cette mesure différentielle permet de filtrer le bruit non optique dont la fréquence est *inférieure à celle de la modulation de la source*. Elle permet notamment de s'affranchir de la remontée du *bruit en 1/f*, particulièrement gênante. Pour ne pas biaiser la mesure, la période de modulation doit rester inférieure au temps de réponse des détecteurs. Une fréquence de modulation de l'ordre de $1 - 3$ Hz peut être utilisée pour simuler les contraintes observationnelles sur le télescope (mentionnées au *I.2.2*).

La taille de la source est définie par une ouverture circulaire de diamètre D_s dans un écran couvert d'un corps noir. Lorsque la source est dans le plan focal de la *CAMERA*, la source produit sur les détecteurs une illumination de profil gaussien, résultat de la convolution du lobe instrumental de la chaîne optique par une porte 2D de diamètre D_s. Dans le cas où le diamètre de la source est petit devant celui du lobe instrumental ($D_s < D_{PSF}$), on peut, en première approximation, négliger l'élargissement du lobe mesuré.

En choisissant une taille de source suffisamment petite, il est possible de limiter le nombre de détecteurs éclairés simultanément par la source modulée.

Celle-ci permet alors de sonder les pixels, les uns après les autres, pour peu qu'on puisse la déplacer dans le plan focal. Plus la taille de la pupille est petite et plus il est possible de sonder finement le plan détecteurs, mais plus la modulation de puissance est faible.

2.2 Table XY

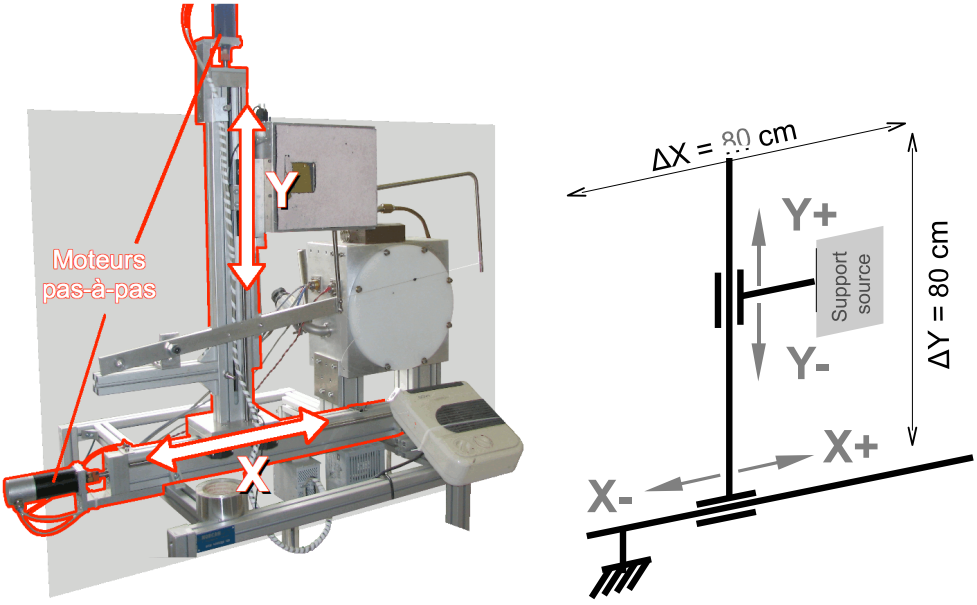


Figure 16 – *La table XY est constituée de deux axes de translation, pilotés par des moteurs pas à pas. Elle permet le déplacement de sources optiques sur tout le plan focal, de façon équivalente au déplacement relatif d'une source stellaire devant le ciel local.*

La caractérisation optique des détecteurs nécessite d'imager chacun des pixels composant le plan focal de l'instrument. Pour ce faire, une source [2] doit être déplacée dans le plan focal de l'instrument, et les positions de la source associées aux données correspondantes. Nous avons mis en place une *tableXY* : munie de deux axes motorisés, elle permet le déplacement d'une source dans le plan focal de la *CAMERA* (*figure 16*).

2. Telle que le *chopper* (*II.2.1*).

2.2.1 Construction d'une image

Chaque détecteur se voit attribuer une carte 2D de coordonnées (X, Y) sur laquelle sa réponse est inscrite sur un axe Z en fonction des positions de la source dans le plan focal. En chaque point de mesure, on projette sur la carte un lobe gaussien, image de la réponse instrumentale de l'instrument. L'origine du repère, équivalent aux coordonnées de pointage d'une source sur le ciel (voir IV), correspond idéalement à un alignement parfait de la source avec le centre de la matrice de détecteurs.

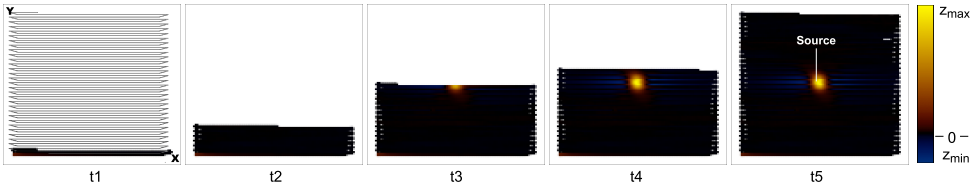


Figure 17 – *Accumulation des données au cours du balayage. La trajectoire de la source est également tracée, sur la carte XY au temps* t_1.

L'accumulation des données au cours du balayage permet de construire l'image de la source, convoluée par le lobe instrumental (*figure 17*). Pour une source ponctuelle, le lobe résultant est à comparer à une gaussienne dont la position et la taille sont données par l'ajustement d'une gaussienne 2D. La *figure 18* présente les cartes réalisées sur différents pixels d'une matrice de bolomètres, ainsi que l'ajustement automatique d'un des lobes par une gaussienne 2D. L'exploitation de ces cartes est détaillée au *II.2.2.3*.

Effets de filtrage

Pour se prémunir d'une dérive du signal due à une fluctuation de la puissance de fond, on utilise généralement un filtre passe-haut. En imposant une moyenne nulle pour le signal, la détection d'une source est alors immédiatement suivie d'un *lobe* négatif, ainsi que l'illustre la *figure 19*.

2.2.2 Balayage

Pour caractériser efficacement l'ensemble des détecteurs, un programme a été développé pour automatiser le balayage de la source dans le champ de vue de la *CAMERA*. Outre un mode de déplacement pas à pas, utilisé pour rechercher manuellement la position d'un détecteur dans le plan focal, l'interface permet plusieurs types de balayages automatiques.

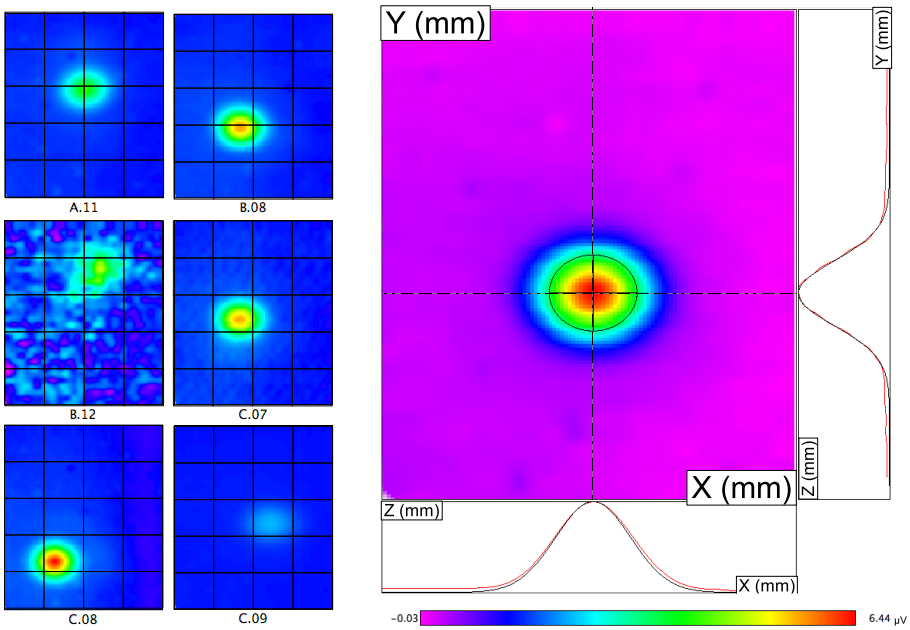


Figure 18 – *Exemple d'images du chopper par 6 détecteurs d'une matrice, et ajustement par une gaussienne 2D de l'image par un 7eme détecteur. L'affichage en cartes met en évidence les disparités, le niveau de bruit et les défauts d'optique (aucun filtrage n'a été utilisé ici).*

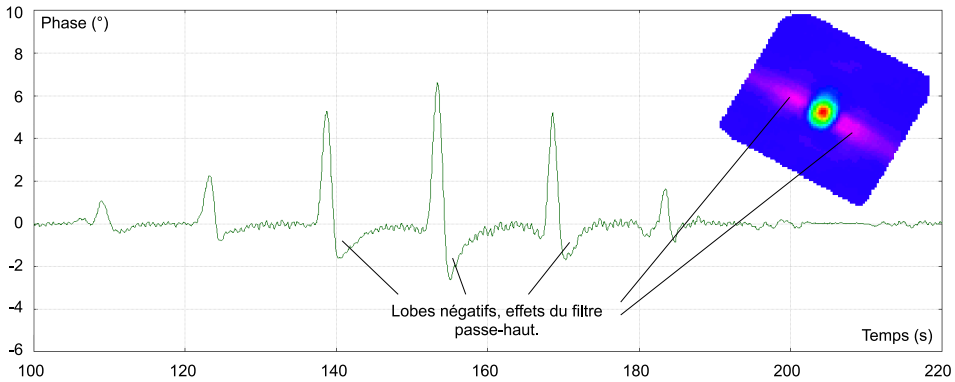


Figure 19 – *L'utilisation d'un filtre passe-haut pour supprimer les dérives de la puissance de fond et de l'électronique entraîne l'apparition de lobes négatifs à la suite du lobe associé à la source. En balayage uni-directionnel (II.2.2.2), la dépression n'apparait que d'un côté de la source.*

Un balayage *en lignes* est particulièrement utile pour couvrir le plan focal dans son ensemble en un temps minimum. La source est déplacée suivant une succession de lignes, colonnes ou diagonales, à vitesse constante (hormis les courtes accélérations et décélérations en début et fin de mouvement) et paramétrable.

Un balayage bi-directionnel, où l'accumulation des données est faite en continu, est la méthode la plus rapide (*figure 20-a*). Cependant, la transmission des coordonnées (X,Y) de la source présente un retard par rapport à la transmission des données des détecteurs vers le système d'acquisition [3]. Ce délai conduit à un décalage des allers et retours dans la construction de la carte (*figure 20-b*).

Pour permettre la synchronisation des données, un délai réglable a été ajouté à la réception des données provenant des détecteurs. Un résultat est présenté par la *figure 20-c*. Comme on le voit, la correction reste imparfaite, mais la position du détecteur dans le plan focal est juste.

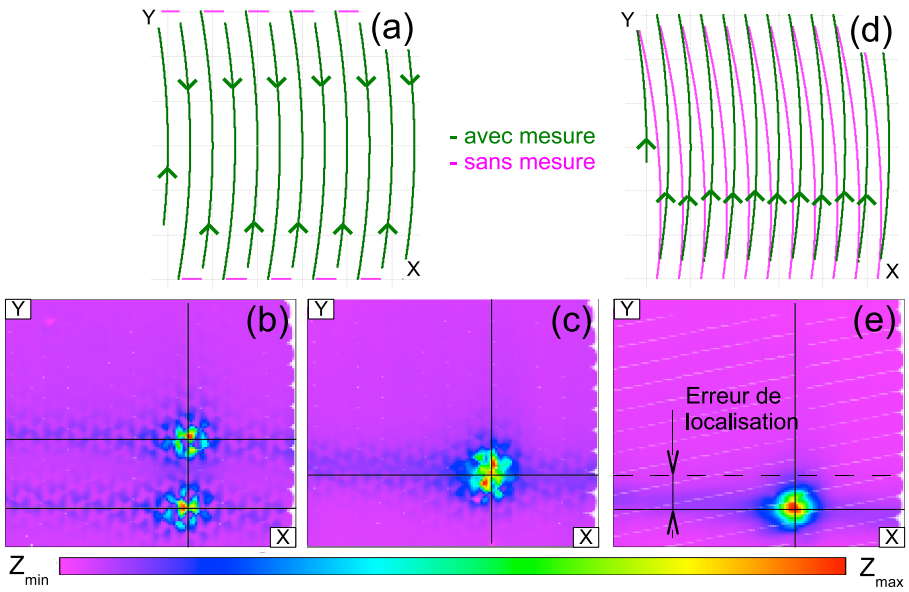


Figure 20 – *Des modes de balayages différents (a,d) d'une source "ponctuelle" dans le plan focal source donnent, pour un même pixel, les cartes b,c,e. Les défauts de reconstruction sont imputables à un retard des mesures de positions sur les mesures des détecteurs.*

3. Ce point est discuté à la fin de cette section.

Un balayage uni-directionnel (*figure 20-d*), où l'accumulation des données n'est faite que dans le sens bas-haut (ou inverse) du balayage, permet d'obtenir une image parfaitement jointive de la source (*figure 20-e*). Néanmoins, le retard entre la mesure de la position et la mesure des détecteurs reste présent, avec pour conséquence que les positions calculées des lobes ne sont pas correctes et doivent donc être utilisées avec précaution. Ce mode de balayage est également plus long que le mode bi-directionnel.

Nous verrons que pour les exploitations présentées dans la suite de ce chapitre, un décalage (uniforme) des positions des lobes n'est pas gênant. Le mode uni-directionnel a donc été le plus souvent utilisé au laboratoire. Le mode bi-directionnel correspond au mode de balayage utilisé préférentiellement au télescope de l'IRAM (voir *IV.2.2*). L'expérimentation de ce mode en laboratoire permet donc de se préparer aux observations sur le ciel.

Un balayage linéaire permet une couverture rapide du plan focal mais conduit à une discrétisation suivant l'axe orthogonal aux balayages. Cependant, en considérant un pas suffisamment petit ($\sim D_{PSF}/2$), l'échantillonnage du plan focal permet une définition du lobe tout à fait suffisante pour les exploitations présentées ensuite.

La vitesse du balayage linéaire est limitée par les vitesses propres des axes motorisés de la table XY. La plus grande vitesse de déplacement est obtenue avec un balayage diagonal (45°) :

$$V = \sqrt{{V_x}^2 + {V_y}^2} \Rightarrow V_{max} = \sqrt{2}.V_{xy_{max}}$$

Compte tenu de la vitesse par axe maximum recommandée par le constructeur, on a :

$$V_{XY_{max}} = 10 \text{ mm.s}^{-1} \Rightarrow V_{max} = 14.1 \text{ mm.s}^{-1}$$

En considérant un lobe instrumental de 30 mm de diamètre dans le plan focal source, la vitesse de balayage maximum est de 0.57 lobes.s^{-1}.

Remarque :
Pour couvrir un carré de 25 cm de côté (taille approximative du plan focal), avec un pas entre *subscans* de 5 mm, à vitesse maximale (*scan* diagonal) et en mode uni-directionnel, il faut un temps approximatif de :

$$\Delta t = \frac{2 * 51 * 250}{14} = 30 \text{ min } 22 \text{ s}$$

Ce temps n'est pas négligeable et des précautions doivent éventuellement être prises pour assurer la stabilité de la chaîne de mesure au cours de la

cartographie. Un facteur 2 peut être gagné avec le mode bi-directionnel, mais avec les inconvénients présentés auparavant.

Remarque :
Le système *clé en main* de la commande des moteurs de la table, basé sur une communication série, limite la fréquence de la mesure des positions (X,Y). Un effort d'optimisation de l'automate contrôlant la table a permis d'obtenir une fréquence d'échantillonnage maximum d'environ 1.6 Hz. Les mesures des détecteurs se faisant à plus haute fréquence (minimum 5 Hz), les coordonnées (X,Y) sont interpolées linéairement entre chaque mesure de position. Cette méthode est tout à fait fiable pour des balayages linéaires à vitesse constante et une mesure régulière de la position. On notera également que cet échantillonnage basse fréquence de la position est semblable à celui rencontré au télescope de l'IRAM (voir *IV.1.1.2*).

2.2.3 Exploitation des mesures

Imager le plan focal est une étape rendue systématique dans la caractérisation des détecteurs. Cette procédure répond à plusieurs besoins, listés ci-dessous.

Caractérisation des détecteurs

L'image du plan focal fournit plusieurs informations sur les détecteurs eux-mêmes :

Position :
Il s'agit d'établir la correspondance entre la position des lobes sur la carte expérimentale et la position des détecteurs sur l'échantillon.

On notera que la position relative des pixels les uns par rapport aux autres est ici suffisante. Le balayage unidirectionnel peut donc être utilisé.

Réponse :
Pour chaque détecteur, la valeur au centre du lobe correspond à la mesure effectuée lorsque la source était centrée sur le détecteur. Réaliser l'image du plan focal permet donc de déterminer la réponse de l'ensemble des détecteurs mesurés, au cours de la même procédure.

Par rapport à l'étude de détecteurs isolés, le travail avec des matrices de pixels implique un adressage plus complexe. L'association d'un détecteur à un flux de données ne dépend plus nécessairement que de paramètres matériels :

l'adressage possède des paramètres logiciels, susceptibles d'évoluer entre deux expériences.

Cet adressage est bien évidemment crucial, puisque c'est lui qui permettra d'associer les mesures des différents détecteurs pour reconstituer l'image des sources observées. Dans la phase de développement, où une matrice est souvent composée de pixels de différentes géométries, il permet également d'associer les performances mesurées aux géométries correspondantes.

Dans le cas des bolomètres, l'adressage est fait de façon matérielle, donc contrôlée, et est défini de façon robuste par le routage des cartes électroniques et le câblage des harnais les reliant. En revanche, dans le cas des KIDs, l'adressage est purement logiciel et susceptible de changer d'un refroidissement sur l'autre (voir *III.3*). Faire l'image du plan focal est alors la seule façon fiable d'établir une correspondance entre les données reçues et les détecteurs correspondants.

Etalonnage de la chaîne optique

L'imagerie du plan focal est aussi un outil adapté pour la caractérisation de l'optique. Plusieurs mesures sont tirées de l'image réalisée :

Géométrie du lobe :
Comme nous l'avons évoqué, la taille du lobe est liée à celle du lobe instrumental, ainsi qu'à la géométrie de la source. Elle dépend également de la position de la source sur l'axe optique de l'instrument : si elle est placée dans son plan focal, le diamètre du lobe instrumental est minimum. La vérification expérimentale de cette propriété permet une mesure de la focale de l'instrument. Une éventuelle déformation du lobe peut également être significative de défauts ou aberrations dans l'optique, ou encore d'un défaut de fabrication du détecteur.

Distance entre lobes :
Relativement à la distance physique inter-pixels, la distance entre les lobes associés à chaque pixel définit le grossissement géométrique de l'optique. C'est également un moyen de mesurer la focale de l'instrument.

Direction d'alignement des détecteurs :
Elle définit l'inclinaison de la matrice dans le cryostat. Elle est normalement nulle, pour une mécanique d'équerre, mais elle doit pouvoir être mesurée pour une projection correcte sur le ciel (en rotation par rapport au télescope).

Position du centre du repère :

En recherchant l'analogie de la table XY avec le télescope, la position (0,0) de la source doit idéalement correspondre au centre de la matrice de détecteurs [4]. Ceci peut être en théorie réalisé par l'alignement mécanique de l'axe optique du cryostat avec celui de la source, mais, en pratique, l'alignement n'est pas parfait, et il faut ajouter une correction logicielle pour affiner le pointage de la source. Cet offset est déterminé par la position du pixel central de la matrice dans le référentiel de la table. Cette procédure a peu d'intérêt en laboratoire, mais trouve tout son sens sur le télescope (voir IV).

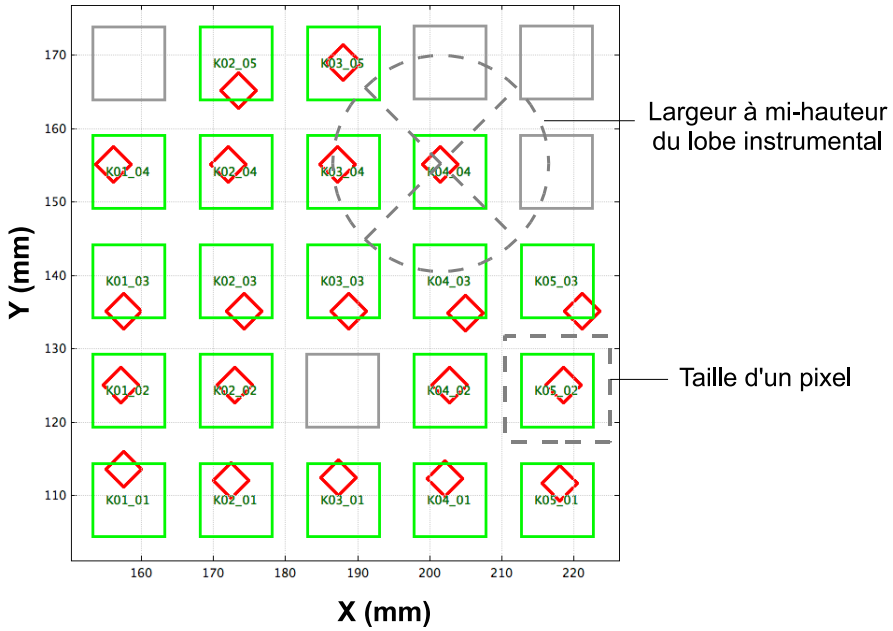


Figure 21 – *Les positions expérimentales (losanges), sont identifiées de façon automatique à l'organisation des pixels sur la matrice (carrés). Le grossissement, l'inclinaison et la position du centre de la matrice sont également calculés à partir de ces données.*

Une procédure d'analyse automatique a été implantée dans le logiciel *CAMADIA*. En procédant par itérations sur les différentes variables de l'ajustement, elle détermine la meilleure correspondance des positions des lobes mesurés avec l'organisation des pixels sur l'échantillon - le critère étant la minimisation de l'écart moyen des pixels avec une position correspondant à

4. On cherche en effet à centrer la source sur le champ de vue de l'instrument.

la grille théorique. On en déduit de façon immédiate l'adressage logiciel des détecteurs, ainsi que le grossissement optique, l'inclinaison de la matrice par rapport aux axes de balayage, la correction du pointage et la réponse (à la source imagée) de chacun des détecteurs (*figure 21*).

Ces mesures sont réalisées ponctuellement au laboratoire pour le contrôle des paramètres optiques, mais sont d'autant plus importantes au télescope pour permettre une reconstruction précise des images sur le ciel. Une procédure d'étalonnage complète sur le ciel est détaillée dans la partie IV.

Remarque :
On notera que les mesures évoquées s'appuient sur l'image du lobe et que cette image peut être déformée par le filtre passe-haut utilisé pour supprimer les dérives du signal. Comme le montre la *figure 22*, cette déformation concerne aussi bien le maximum du signal que la position et le diamètre du lobe. Le rapport entre la fréquence du filtre et la vitesse de balayage définit un facteur de correction qui peut être utilisé pour corriger les mesures.

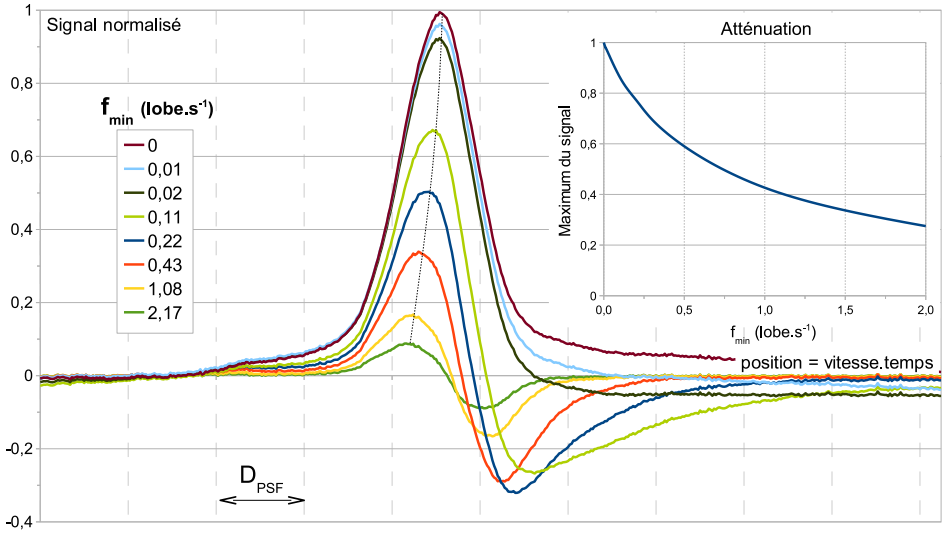


Figure 22 – *Image d'une source ponctuelle pour différentes valeurs de la fréquence de coupure du filtre passe-haut utilisé, relativement à la vitesse de balayage.*

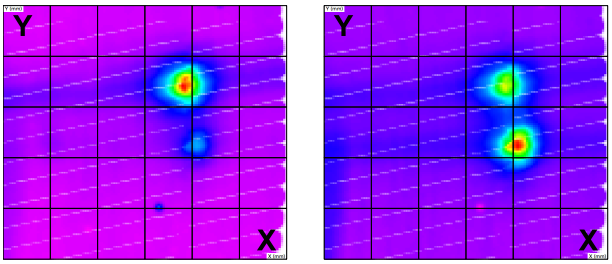


Figure 23 – *Des couplages de différentes natures peuvent être à l'origine d'un crosstalk tel que celui visible sur ces cartes XY.*

Mise en évidence de diaphonies

L'imagerie du plan focal permet également de mettre en évidence les éventuelles diaphonies (ou *crosstalk*) entre pixels. Les causes de ces diaphonies peuvent être variées (réflexions du faisceau non collimatées, interférences électromagnétiques entre pixels voisins, impact d'un cosmique, etc.) et les appariements possibles croissent avec le nombre de détecteurs. Il serait donc difficile de détecter automatiquement la signature de ces diaphonies dans le domaine temporel. En revanche, la projection spatiale permet généralement de repérer les couplages grâce à une simple observation (exemple : *figure 23*). Il est également envisageable de mettre en place une routine de détection à partir de la corrélation entre les cartes XY de chaque détecteur.

Accumulation et affichage des données

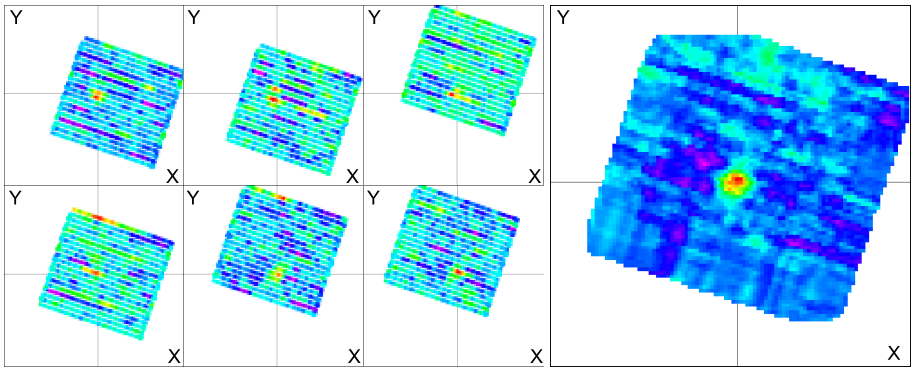


Figure 24 – *L'accumulation des cartes de plusieurs détecteurs permet une amélioration importante du rapport signal sur bruit, ici pour une source astronomique ponctuelle.*

Une fois l'étalonnage optique défini, la représentation spatiale des données est le mode de représentation le plus utile lors des mesures sur le télescope, puisque c'est lui qui permet une visualisation spatiale évidente des sources pointées par le télescope. Chaque carte XY associée à un détecteur permet également l'accumulation des mesures au cours des différents balayages d'une même source. La combinaison des mesures de l'ensemble des détecteurs permet finalement l'obtention d'une image optimisée (*figure 24*), suivant le principe décrit ci-après.

Idéalement, la réponse unitaire en puissance γ_i de chacun des détecteurs est préalablement connue. Pour chaque point de coordonnées (x, y), vu par un groupe Γ de détecteurs, on obtient la puissance lumineuse par la relation :

$$\widehat{P_{xy}} = \sum_{i \in \Gamma} \frac{S_{xy_i}}{\gamma_i}$$

Tandis que le bruit s'écrit :

$$NEP_{xy}^2 = \sum_{i \in \Gamma} \left(\frac{NEP_i}{\gamma_i} \right)^2$$

Pour des détecteurs uniformes ($\gamma_i = \gamma_j$), le rapport signal sur bruit augmente alors comme $\sqrt{N}$, où N est le nombre de détecteurs utilisés pour la co-addition. Pour des détecteurs non uniformes, le gain en sensibilité croît avec N mais de façon moins importante. Les performances globales sont donc limitées par les performances des détecteurs les moins bons.

Si la sensibilité n'est pas connue de façon robuste (elle peut varier avec le point de fonctionnement des détecteurs, notamment), il est possible de construire une carte non étalonnée, intersection des cartes individuelles d'un groupe de détecteurs. En notant P_{xy} la puissance lumineuse aux coordonnées (x, y), et Γ un groupe de N détecteurs ayant imagé l'ensemble des points (x, y) d'intérêt, on a :

$$S_{xy} = \sum_{i \in \Gamma} S_{xy_i} = \sum_{i=1}^{N} \gamma_i . P_{xy} = C . P_{xy}$$

où $C = \sum_{i=1}^{N} \gamma_i$, somme des sensibilités respectives des N détecteurs, est un coefficient (inconnu) invariant sur tous les points de la carte. La carte obtenue est alors limitée en étendue aux points vus par tous les détecteurs du groupe Γ, et ne permet pas de déterminer la puissance d'une source inconnue. Elle

permet cependant de restituer aussi fidèlement que possible la géométrie de la source, ce qui est suffisant en laboratoire.

Ces modes d'imagerie sont utilisés en temps réel pour contrôler le bon déroulement de l'observation, et également de façon plus élaborée en post-traitement pour l'optimisation des cartes.

2.3 Adaptation de la source

Défauts du *chopper*

L'utilisation du *chopper* présente plusieurs inconvénients : lorsqu'il est déplacé dans le plan focal, chaque détecteur voit le passage de la source modulée, mais également de la boîte, support du *chopper*, dont la température est différente de celle de la pièce. Cette variation de la puissance de fond entraîne une variation du signal potentiellement plus importante que celle liée à la modulation de la source, ainsi que le montre la *figure 25*. Le balayage avec le *chopper* doit donc rester suffisamment peu étendu, de sorte que le fond ne varie pas de façon excessive.

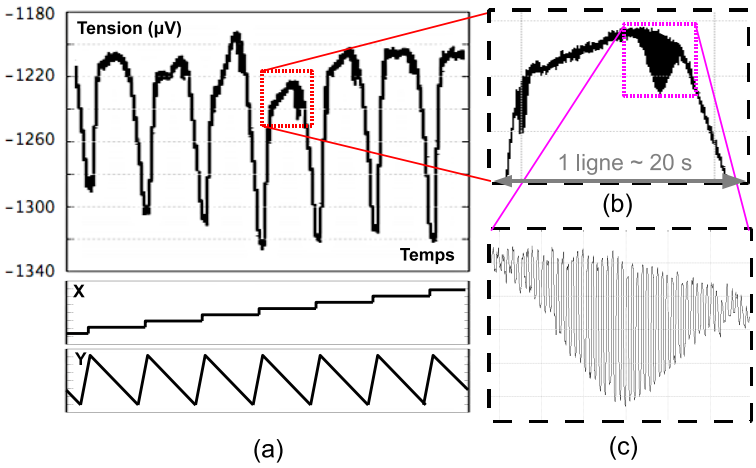


Figure 25 – ***(a)*** *Signal brut mesuré pendant un balayage (X, Y) du chopper dans le plan focal.* ***(b)*** *Le déplacement du chopper au cours d'un subscan entraîne une variation forte du signal de mesure.* ***(c)*** *La modulation optique de la source n'est pas toujours suffisante pour extraire le signal du background.*

Mais même dans ces conditions, le *chopper* apporte une charge optique ($\sim$ 300 K) sur les détecteurs, bien plus importante que celle attendue au

télescope ($\sim$ 50 K), ce qui a pour conséquence de dégrader les performances de ceux-ci (voir *III.2* et *III.3* pour des précisions sur la sensibilité des différents détecteurs utilisés).

Contrôle de la puissance de fond

Pour parer aux problèmes précédents, nous avons mis en place, autour de la pupille du *chopper*, un corps noir de grandes dimensions (30 $\times$ 30 cm). Il permet de couvrir l'intégralité du plan focal vu par les détecteurs, lorsque la source est déplacée en tout point du plan focal (balayage de $\pm$12 cm).

Pour se rapprocher des conditions d'observation au télescope, le corps noir a été placé dans une boîte en polystyrène remplie d'azote, permettant de le maintenir à 77 K (la température de fond au télescope est sensiblement inférieure : 20 à 50 K, suivant les conditions météorologiques).

Cette solution a permis de caractériser les détecteurs avant la première campagne de test à l'IRAM, mais présente néanmoins de multiples inconvénients :

- Nécessité de remplir régulièrement le pot à azote, pour garder le corps noir à température constante.
- Le déplacement du corps noir modifie l'émission de puissance hors plan focal ; hors les détecteurs sont sensibles à ces variations, du fait de la réjection imparfaite du *straylight* (voir *II.3.5*).
- L'ébullition de l'azote provoque la formation de bulles de gaz, agissant comme des lentilles, ce qui est particulièrement gênant si elles passent dans l'axe de la source modulée.

Une toute autre stratégie, permettant un balayage dans des conditions voisines de celles rencontrées au télescope de l'IRAM, a été introduite avec la mise en place du *simulateur de ciel*, présenté à la section suivante.

2.4 Le *simulateur de ciel*

Cette section présente l'outil de caractérisation optique qu'est le *simulateur de ciel*. Son principe ainsi que des notions techniques sont tout d'abord décrits, puis les procédures d'imagerie sont expliquées. Les mesures de photométrie qui s'y rattachent s'appuient sur une étude commune au *chopper* et sont présentées au chapitre *II.3*.

2.4.1 Présentation

Comme nous l'avons vu précédemment, le déplacement dans le plan focal d'une source de taille finie et de son support s'accompagne d'une variation parasite de la puissance optique perçue par les détecteurs. Les mesures à prendre pour limiter ce phénomène se révèlent pénibles et inefficace pour mener à bien des études systématiques sur un grand nombre de détecteurs et sont de plus dégradées en comparaison des conditions d'observation sur le télescope. Qualifier ou disqualifier l'instrument en laboratoire en présence de ce facteur dégradant est donc peu pertinent.

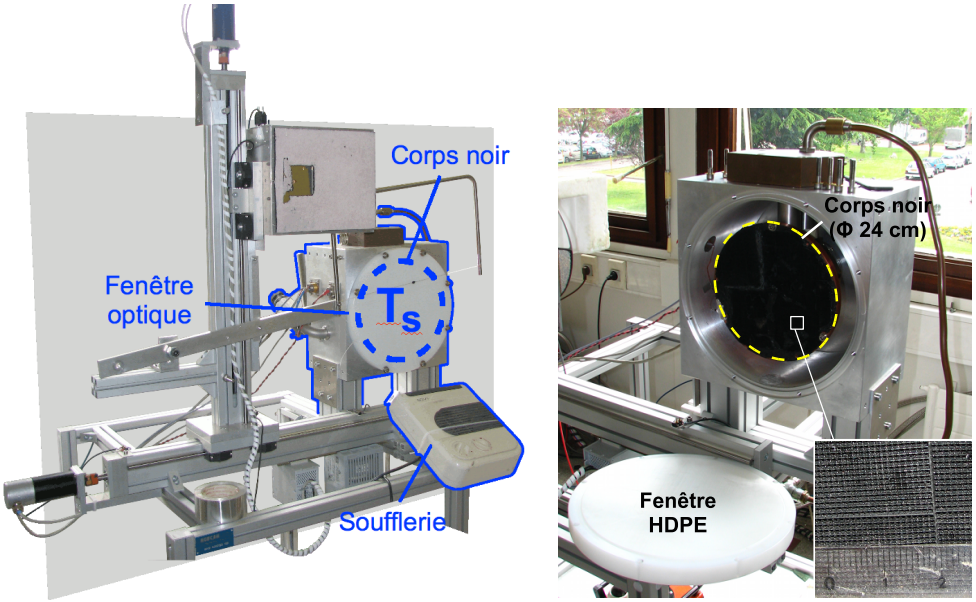


Figure 26 – *Le simulateur de ciel : un cryostat équipé d'un pulse-tube refroidit un corps noir (détail photo de droite) de* 24 cm *de diamètre. Le cryostat est fermé par un dioptre en polyéthylène haute densité de* 3 cm *d'épaisseur. Une soufflerie empêche la condensation de l'eau sur cette fenêtre optique.*

C'est pour cela qu'a été construit le *simulateur de ciel* (*figures 26–27*) : une source chaude, constituée d'un corps noir à température ambiante ($\sim$ 300 K) et de petite taille (plus petit que le lobe instrumental), est déplacée devant le plan focal entièrement couvert par un corps noir, refroidi et statique.

En refroidissant le fond à une température de l'ordre de $20 - 50$ K, la charge optique sur les détecteurs peut alors être comparée à celle du ciel vu par le télescope. De plus, en limitant la taille du corps noir de fond à la taille du plan focal, il devient plus facile d'étudier l'impact des rayons *hors-axe*,

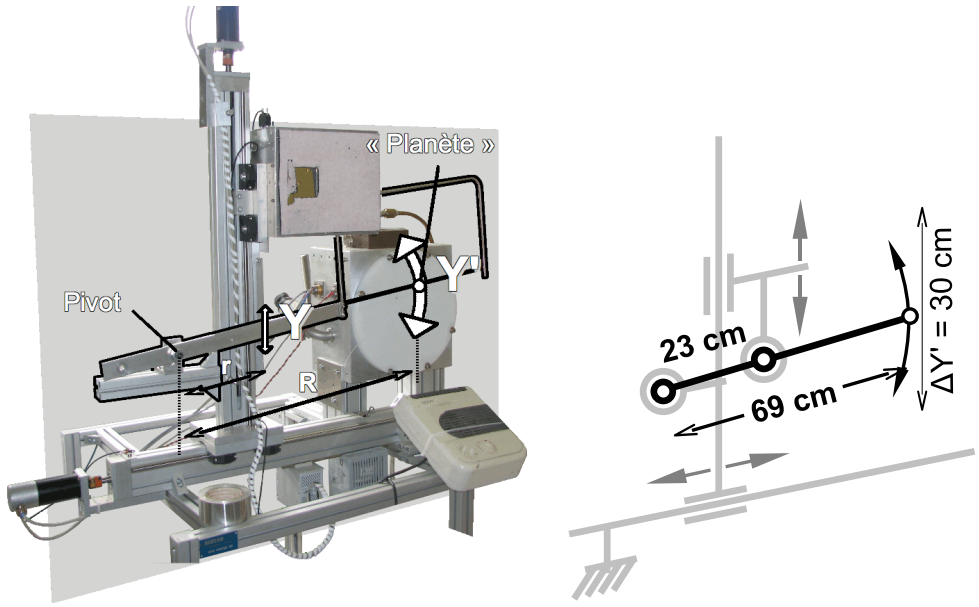


Figure 27 – *Un corps noir ponctuel à température ambiante est déplacé devant le simulateur de ciel refroidi, à l'image d'une planète se déplaçant sur fond de ciel.*

auxquels l'instrument devrait être idéalement insensible grâce au bafflage optique (voir section *II.3.5*).

L'utilisation d'une boîte à azote en polystyrène pour réaliser l'arrière plan avait montré plusieurs inconvénients, auxquelles on ajoutera l'impossibilité de faire varier la température du corps noir refroidi. Pour le simulateur de ciel, une autre stratégie a été utilisée : le corps noir est enfermé dans un cryostat, derrière une fenêtre optique en HDPE et refroidi par un *pulse-tube*. Au prix d'un surplus de vibrations autour de l'installation [5], le corps noir peut dans ces conditions être refroidi de manière continue, jusqu'à une température de 60 K [6]. Un chauffage permet une régulation de la source froide au-dessus de cette température de base, ce qui permet de mesurer la réponse des détecteurs à une variation contrôlée de la température de la source (voir section *3.3.4*).

Différentes sources chaudes peuvent être utilisées, notamment pour fournir des puissances optiques différentes. Deux versions sont actuellement disponibles : une première, baptisée *planète*, est un disque de *Stycast* de 8 mm

5. Éventuellement gênant pour la lecture des bolomètres, si des précautions ne sont pas prises.

6. Une température plus basse pourrait être obtenue avec un *pulse-tube* plus puissant.

de diamètre ; une seconde, baptisée *lune*, est une bille d'acier de 5 mm de diamètre. Ces deux objets sont maintenus entre les deux extrémités d'une armature en forme de U, au moyen d'un fil de Kevlar pour la *planète* (ϕ_{fil} = 0.5 mm), et d'un fil de nylon pour la *lune* (ϕ_{fil} = 0.35 mm). La forme de l'armature lui permet de ne pas traverser le plan focal lors du balayage, mais les fils sont eux nettement visibles sur les cartes XY (*figure 29*, par exemple).

2.4.2 Imagerie

Avec ce dispositif, une modulation de la source de type *chopper* n'est plus possible. Pour limiter l'influence du bruit en 1/f, il convient donc de réaliser un balayage *suffisamment rapide* de la source chaude. Malgré cette contrainte supplémentaire, ces conditions d'imagerie ont l'avantage de se rapprocher des conditions d'observation sur le ciel, en mode de balayage sans l'utilisation du secondaire vibrant, et où la vitesse de balayage joue par conséquent un rôle important (voir section *I.2.2* pour plus de détails).

Critère de vitesse

Comme nous l'avons vu (*II.2.2*), la vitesse de balayage maximum [7] de la table XY est limitée à 17 mm.s^{-1} (balayage diagonal), soit 0.57 lobes.s^{-1} pour un lobe instrumental de 30 mm de diamètre.

Cette vitesse n'est que légèrement inférieure à celle accessible lors des observations au télescope de l'IRAM (0.66 lobe.s^{-1}), mais une vitesse supérieure peut être utile pour réduire le temps de mesure et améliorer la réjection du bruit pour les tests en laboratoire. Pour permettre des balayages plus rapides, l'axe Y de la table a été modifié de façon à inclure un pivot (*figure 27*). La vitesse maximale de déplacement est ainsi augmentée, en lien avec la longueur du bras de levier. Les mouvements imposés par les axes X et Y de la table étant nécessairement rectilignes et uniformes [8], la trajectoire décrite par la source chaude est curviligne (*figure 28*) et de vitesse V variable au cours du mouvement. Le bras de levier utilisé permet une multiplication par trois de la vitesse suivant Y. Pour des balayages verticaux, la vitesse maximum est alors de $\sim 30\ mm.s^{-1}$, soit 1 $lobe.s^{-1}$ dans notre cas.

L'interpolation linéaire de la position de la table entre deux mesures des coordonnées (X,Y), mentionnée au chapitre *II.2.2*, doit être prise en compte pour déterminer l'erreur de reconstruction de la position.

7. Conseillée par le constructeur.
8. De part le mode de contrôle *clé en main* des moteurs.

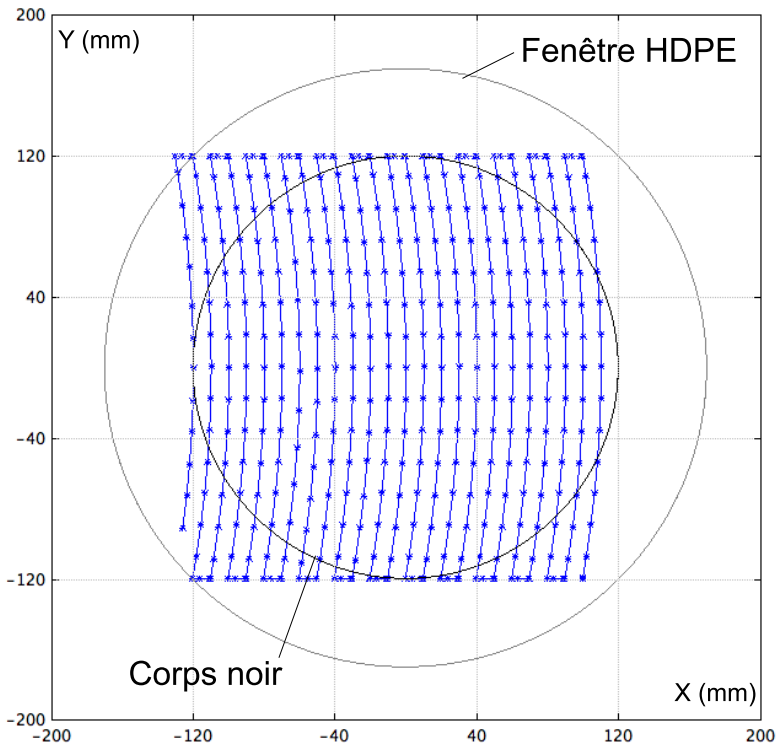


Figure 28 – *Lors du balayage avec le simulateur de ciel, la position de la source est reconstruite en prenant en compte la géométrie du bras. La fréquence des mesures de position est suffisante pour restituer la forme curviligne avec précision.*

Un calcul présenté à l'*annexe A* permet d'établir, compte tenu d'une fréquence d'échantillonnage de 1.6 Hz et d'une vitesse de balayage maximum de 30 mm.s^{-1}, que l'erreur maximale commise par l'interpolation linéaire est inférieure à 0.75 mm. Cet écart reste faible devant la taille du lobe instrumental ($\sim$ 5 %) et permet donc de restituer avec suffisamment de précision la trajectoire de la source.

La fréquence de mesure des détecteurs, relativement à l'échantillonnage de la position, contraint également la reconstruction du plan focal. En considérant un échantillonnage des mesures des détecteurs f_{det}, le déplacement en

Y de la source entre deux mesures (déterminé par l'interpolation) est de :

$$\delta Y = \frac{R}{r} . \frac{V_y}{f_{det}}$$

Pour avoir une image jointive du plan focal (en un seul passage), le diamètre du lobe gaussien utilisé pour la projection [9] doit vérifier $D_{proj} \geq 2.\delta Y$. La résolution spatiale de l'image sera finalement limitée par la plus grande des valeurs D_{proj} et D_{PSF}. Ci-dessous sont données les résolutions spatiales des mesures, pour une vitesse maximale et pour quelques fréquences d'acquisition typiques des mesures réalisées dans ce travail de thèse.

f_{det}	5 Hz	25 Hz	50 Hz	60 Hz
δY	6 mm	1.2 mm	0.6 mm	0.5 mm

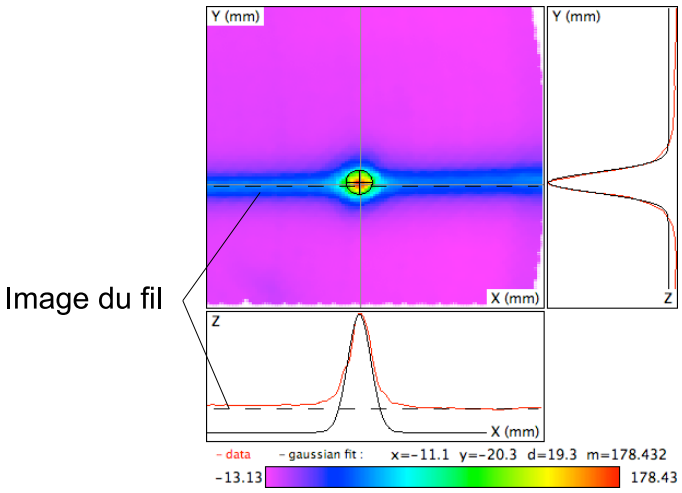


Figure 29 – *Image type obtenue pour un balayage de* 40 cm *de côté avec la "lune". Le fil de nylon, support de la source, est très nettement visible.*

La *figure 29* présente l'image de la *lune* réalisée avec une fréquence d'acquisition de 25 Hz. Un pas entre *subscans* de 10 mm permet une mesure correcte de la taille du lobe. Comme démontré précédemment, l'interpolation linéaire n'est pas perceptible. On notera que l'image du fil de nylon tenant la source n'est pas gênante dans le cas qui nous intéresse : détermination des positions relatives des pixels, estimation de la taille des lobes, mesure du maximum de signal de chaque détecteur.

9. Voir *II.2.2.1.*

Remarque :
Pour couvrir le plan focal du simulateur de ciel (avec un balayage carré de 25 cm de côté), avec un pas entre *subscans* de 5 mm, à vitesse maximale et en balayage vertical unidirectionnel, il faut un temps approximatif de :

$$\Delta t = \frac{2 * 51 * 250}{30} = 14 \text{ min } 10$$

Chapitre 3

Photométrie

Afin de quantifier l'efficacité optique et la sensibilité des détecteurs, les calculs menés dans ce chapitre font le lien entre les différents paramètres d'une source et la variation de puissance optique sur un détecteur. Au cours du processus nous serons amenés à faire certaines hypothèses. Elles seront faites dans le sens d'une surestimation de la variation de puissance, de sorte que les calculs d'efficacité et de sensibilité faits par la suite ne soient pas surestimés. Cette approche analytique permet une modélisation de la mesure dans l'environnement expérimental. Des valeurs plus précises, tenant compte notamment de la diffraction, sont obtenues par simulation (avec *ZEMAX*) et servent aux exploitations numériques.

Dans la suite, on cherchera à estimer la variation de puissance sur un pixel résultant de l'alternance de la température d'une source type corps noir. On distinguera notamment cinq configurations, privilégiées au cours des expériences, pour lesquelles la température varie entre une température *froide*, T_f et une température *chaude*, T_c :

	chopper	*planète*	*lune*	*simulateur de ciel*	Mars (au télescope)
T_f	77 K	60 K	60 K	60 K	50 K
T_c	300 K	300 K	300 K	65 K	205 K

(valeurs approximatives)

Ces variations de températures sont obtenues différemment suivant la source considérée : modulation mécanique pour le *chopper*, balayage pour la *planète*, la *lune* ou Mars, chauffage du corps noir pour le *simulateur de ciel* utilisé seul. Le lecteur peut se référencer aux *II.2.1* et *II.2.4* pour la description des sources optiques de laboratoire et à la partie IV pour les mesures sur le télescope.

Les calculs sont ici menés pour la version mono-bande de l'optique de la *CAMERA*, présentée au *II.1.2* et utilisée pendant la majeure partie de la

thèse. Une seconde version de l'optique, qui sera présentée dans les *Perspectives*, a été mise en place dans les derniers mois de la thèse et sera utilisée pour une campagne de test sur le télescope en octobre 2010. Les calculs proposés ici peuvent être simplement adaptés aux géométries de cette optique.

3.1 Emission de corps noir

On considère les corps noirs constituant les sources au laboratoire comme parfaits (émissivité $\epsilon = 1$). La densité de puissance émise, par une source de surface dS à la température T, dans une bande spectrale $d\nu$ centrée en ν et dans un angle solide $d\Omega$ dirigé dans une direction marquant un angle β avec la normale à $\overrightarrow{dS}$, s'écrit :

$$d^3P(T,\nu,\beta) = \frac{2.h.\nu^3}{c^2}.\frac{1}{e^{\frac{h.\nu}{k_B.T}} - 1}.cos(\beta)\ .dS.d\nu.d\Omega\ (W.m^{-2}.Hz^{-1}.sr^{-1}) \tag{3.1}$$

Cette loi est illustrée par la *figure 30*, pour les températures de 77 K (température de l'azote liquide, peu différente de celle de l'atmosphère terrestre) et 300 K (température ambiante approximative).

Remarque :
En physique, on utilise traditionnellement les $W.m^{-2}.Hz^{-1}$ comme unité de densité spectrale d'un flux lumineux. La radioastronomie préfère l'emploi du Jansky, noté Jy et défini comme 10^{-26} W.m^{-2}.Hz^{-1}, dont l'ordre de grandeur est mieux adapté aux flux des sources dans la gamme des ondes radios (et millimétrique). Nous verrons au IV que des sources de plusieurs Jansky constituent des sources relativement brillantes, tandis que des sources de moins de 100 mJy constituent des sources peu intenses, relativement aux performances de détection considérées.

Approximation de Rayleigh-Jeans

La bande spectrale d'intérêt est déterminée par la bande passante des filtres optiques. On notera que les filtres utilisés définissent une fréquence minimum $\nu_{min} \geq 130$ GHz. L'équation 3.1 n'est pas intégrable analytiquement. Cependant, l'approximation par la loi de Rayleigh-Jeans peut être réalisée : pour $\nu \geq 130$ GHz, et pour les températures T_f et T_c, on peut considérer :

$$\frac{k_B.T}{h.\nu} \geq 9.4 \gg 1 \tag{3.2}$$

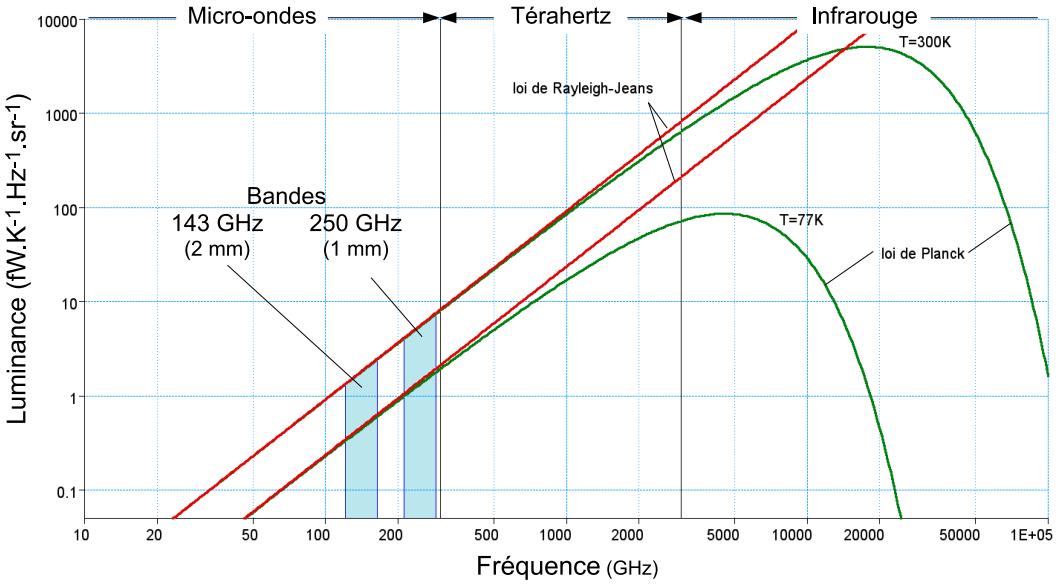


Figure 30 – *Spectres des corps noirs utilisés comme source. Le rayonnement émis n'est perçu que dans des bandes spectrales de petites tailles. Dans ces dernières, l'approximation de Rayleigh-Jeans des spectres est tout à fait pertinente.*

Ce qui implique :

$$d^3P(T,\nu,\beta) \approx \frac{2.k_B.\nu^2}{c^2}.T.cos(\beta).dS.d\nu.d\Omega \ (W.m^{-2}.Hz^{-1}.sr^{-1})$$

Cette approximation linéaire est également illustrée par la *figure 30*, pour les mêmes températures de 50 et 300 K.

Remarque :
La linéarité entre P et T permet de discuter de la sensibilité directement en température de corps noir équivalent, ce qui peut se révéler plus pratique pour faire le lien avec les sources astronomiques, plus souvent caractérisées en terme de température que de puissance.

Surface et température de la source

La source ayant un diamètre noté D_s (éventuellement ajustable), la surface d'émission est donc :

$$S_s = \frac{\pi.D_s^2}{4}$$

En notant $\Delta T = T_c - T_f$ l'écart entre les deux températures que prend la source, la variation de la densité de puissance s'écrit :

$$d^2P(\nu,\beta) = \frac{2.k_B.\nu^2}{c^2}.\frac{\pi.D_s^2}{4}.\Delta T.cos(\beta)\ .d\nu.d\Omega\ (W.Hz^{-1}.sr^{-1})$$

Remarque :
On notera que la taille d'une source est assez précisément définie dans le cas où $D_s \gg \lambda = c/\nu$. Pour une source de petite taille, comme la *planète* et plus encore la *lune*, associées au simulateur de ciel, la diffraction sur les bord de la source doit être prise en compte pour un calcul plus rigoureux. Nous nous limiterons ici à l'approximation de sources non diffractantes.

3.2 Focalisation de la lumière

Seule une partie de l'émission du corps noir atteint un détecteur, de part la focalisation et la transmission de l'optique.

Ouverture angulaire

L'ouverture angulaire avec laquelle le corps noir illumine le plan focal est limitée par les dimensions géométriques des optiques, ainsi que par leur distance à la source.

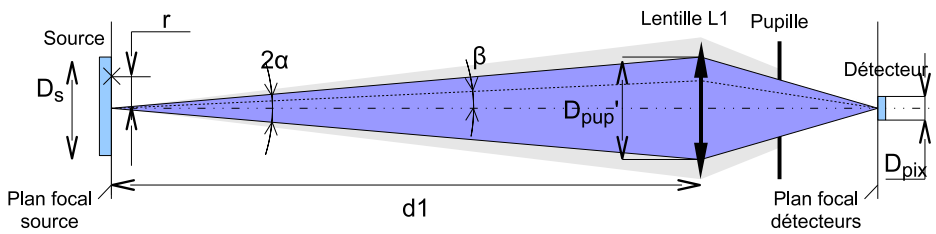


Figure 31 – *Le faisceau optique vu par un détecteur est délimité par l'ouverture définie par la focale de la lentille ainsi que par le diamètre et la position de la pupille (pour simplifier le dessin, la seconde lentille n'a pas été dessinée).*

L'ouverture angulaire est définie par la pupille froide. Pour simplifier, on travaille dans le plan de la lentille L_1, où l'image de la pupille est un disque

de diamètre $D'_{pup} = 64$ mm [1], inférieur au diamètre de la lentille elle-même, $D_{L1} = 80$ mm (*figure 31*). Cette pupille virtuelle étant située à la distance $d_1 = 750$ mm du plan focal source, la source illumine donc le plan focal détecteur avec une ouverture angulaire :

$$\alpha = atan\left(\frac{D'_{pup}}{2.d_1}\right) = 2.4^{\circ}$$

Remarque :
L'hypothèse d'une ouverture angulaire centrée sur l'axe optique sur-estime la puissance captée : si la source est en dehors de l'axe optique, l'angle solide avec lequel la source illumine le cryostat diminue et l'axe de l'illumination s'incline ; donc la puissance captée diminue.

La puissance optique émise par la source et focalisée sur le plan focal détecteur est alors :

$$\begin{aligned} dP(\nu) &= \int_{\Omega} d^2P(\nu,\beta) \text{ avec } d\Omega = sin(\beta).d\beta.d\phi \\ &= \frac{2.k_B.\nu^2}{c^2}.\frac{\pi.D_s^2}{4}.\Delta T.\left[\pi.(1-cos(\alpha))\right].d\nu \end{aligned}$$

Transmission

Comme mentionné précédemment, la bande passante est déterminée par les filtres, que l'on modélisera par une transmission $t_{filtres}$ entre les bornes ν_{min} et ν_{max} et une transmission nulle en dehors. Il a été mesuré $t_{filtres} = 50$ % pour le jeu de filtres utilisé avec l'optique mono-bande de la *CAMERA* (voir *II.1.2* et *figure 13*).

A la transmission des filtres, déjà prise en compte lors de la définition de la bande, il faut rajouter celle des autres éléments de la chaîne optique. Les optiques en HDPE sont responsables d'une perte de puissance, d'une part à cause de la réflexion aux interfaces, caractérisée par la transmission $t_{HDPE} = 95.5$ % [2], et d'autre part à cause de l'absorption, caractérisée par un coefficient d'absorption linéaire du matériau $a_{HDPE} = 1.2$ m^{-1} [19].

En notant n le nombre d'interfaces en HDPE (deux par lentille) et e l'épaisseur additionnée des éléments, la transmission des optiques en HDPE s'écrit alors :

$$t_{optiques} = t_{HDPE}^{n}.e^{-e.a_{HDPE}}$$

1. Valeur déterminée par simulation avec le logiciel ZEMAX.
2. La transmission peut être rendue proche de 100 % avec une corrugation des surfaces adaptée à la bande spectrale de la mesure. Cette technique a notamment été mise en œuvre pour la version bi-bande de l'optique (voir *Perspectives*).

Pour l'optique mono-bande, on a trois éléments optiques d'épaisseurs moyennes respectives $e_1 = 10$ mm, $e_2 = 11$ mm et $e_3 = 12$ mm, soit $e = 33$ mm. On aboutit donc à une transmission :

$$t_{optiques} = 72\ \%$$

La transmission totale est donc :

$$t_{totale} = t_{filtres}.t_{optiques} = 36\ \%$$

En intégrant la densité spectrale de puissance sur la bande passante, on détermine alors la variation de puissance sur le plan focal détecteur :

$$\begin{aligned} P &= \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \frac{2.k_B}{c^2}.\frac{\pi.D_s^2}{4}.\Delta T.\left[\pi.(1-cos(2.\alpha))\right].t_{totale}.\nu^2.d\nu \\ &= \frac{2.k_B}{c^2}.\frac{\pi.D_s^2}{4}.\Delta T.\left[\pi.(1-cos(2.\alpha))\right].t_{totale}.\frac{\nu_{max}^3-\nu_{min}^3}{3}\ (W) \end{aligned}$$

Puissance optique sur un pixel

Du fait des tailles respectives de la source et des détecteurs, seule une fraction de la puissance P est captée par un pixel. Dans cette considération, il faut également tenir compte du lobe instrumental, qui fixe une limite basse sur l'étendue des objets vus au travers de l'instrument. Le raisonnement peut être mené dans le plan focal source ou dans le plan focal détecteur. Ceci est illustré par la *figure 32*. Le calcul sera ici mené dans le plan focal source.

On rappelle que le lobe instrumental peut être défini par une gaussienne 2D de largeur à mi-hauteur D_{PSF} :

$$\begin{aligned} PSF(r) &= \frac{1}{\sigma_{PSF}^2.2.\pi}.e^{-\frac{r^2}{2.\sigma_{PSF}^2}} \\ \text{avec } \sigma_{PSF} &= \frac{D_{PSF}}{2.\sqrt{2\ln 2}} \end{aligned}$$

En mesurant le diamètre à mi-hauteur du lobe (dans le plan focal source) obtenu lors de l'imagerie d'une source ponctuelle (voir *II.2.2.3*), nous avons obtenu $D_{PSF} = 31$ mm.

Si la source est plus étendue que le lobe instrumental, sa puissance est diluée sur plus d'un lobe. En notant $\gamma_s = D_s/D_{PSF}$, on définit la fraction de

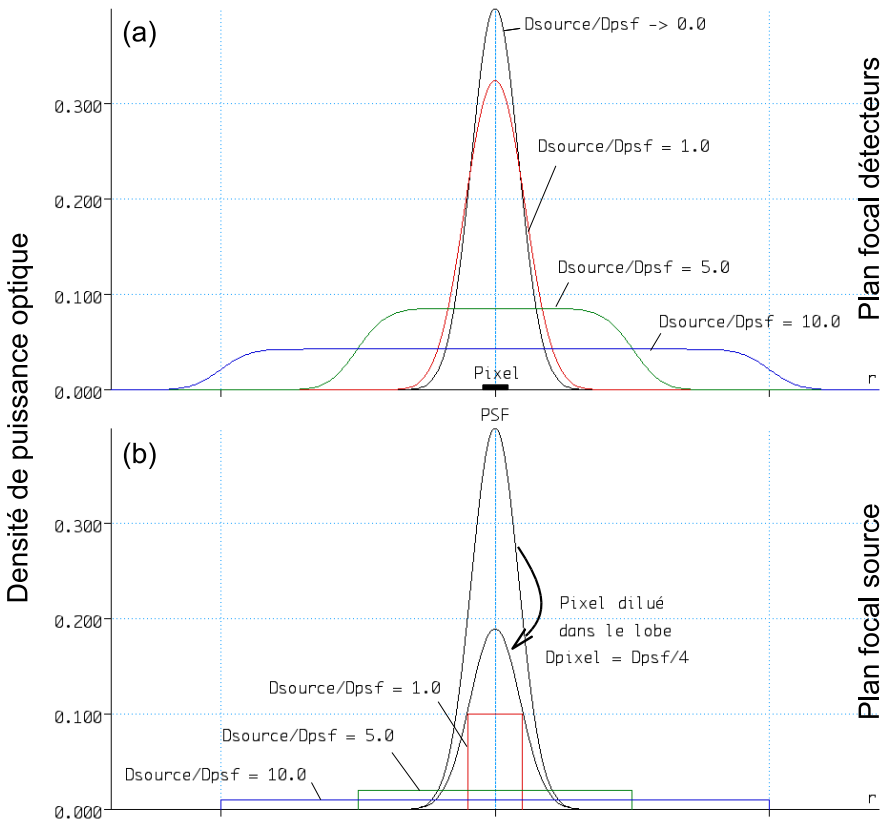


Figure 32 – *Effet de la taille de la source, relativement à la taille d'un pixel :* ***(a)*** *dans le plan focal détecteurs,* ***(b)*** *dans le plan focal source. Ici, le lobe instrumental est deux fois plus étendu qu'un pixel (critère de Shannon).*

la puissance qui est concentrée dans le lobe centré sur le détecteur :

$$\begin{aligned}\Gamma_{PSF} &= \int_0^{2.\pi}\int_0^{\frac{D_s}{2}} PSF(r).r.dr.d\theta \\ &= 1 - e^{-\gamma_s^2 \ln(2)} \leq 1\end{aligned}$$

L'intensité concentrée dans le lobe est elle-même diluée sur plus d'un pixel. En supposant une surface circulaire de diamètre D_{pix} pour chaque pixel, et en notant $\gamma_{pix} = D_{pix}/D_{PSF}$, on définit la fraction de la puissance qui est

effectivement vue par le pixel :

$$F_{pixel} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{D_{pix}}{2}} .PSF(r)\ r\ dr\ d\theta$$
$$= 1 - e^{-\gamma_{pix}^2 \ln(2)} \leq 1$$

Pour un agencement du plan focal respectant le critère de Shannon, soit $\gamma_{pix} = 0.5$, on a alors $F_{pixel} \approx 16$ %.

Compte tenu des différents paramètres définis précédemment, la variation de la puissance optique impactant un pixel peut s'écrire :

$$P_{pix} = \frac{2.k_B}{c^2}.F_{optique}.F_{source}.F_{pixel}$$

où les fonctions F sont caractéristiques des différents éléments de la chaîne :

$$F_{optique} = \frac{\nu_{max}^3 - \nu_{min}^3}{3}.t_{totale}$$
$$F_{source} = [\pi.(1 - \cos(2.\alpha))]\,.\frac{\pi.D_s^2}{4}.\left(1 - e^{-\gamma_{pix}^2.\ln(2)}\right).\Delta T$$
$$F_{pixel} = 1 - e^{-\gamma_{pix}^2.\ln(2)}$$

On peut également exprimer le résultat sous la forme : $P_{pix} = C.T_{eq}$.
Où :
- C dépend de l'optique et de la géométrie de la source :

$$C = F_{optique}.\,(\pi.(1 - \cos(2.\alpha)))\,.\frac{\pi.D_s^2}{4}$$

- T_{eq} est la température de corps noir équivalent, perçue par les détecteurs :

$$T_{eq} = \left(1 - e^{-\gamma_{pix}^2.\ln(2)}\right).\left(1 - e^{-\gamma_{pix}^2.\ln(2)}\right).\Delta T$$

Pour les configurations privilégiées au cours des expériences, on a :

	chopper	*planète*	*lune*	*simulateur de ciel*	Mars (au télescope)
D_{source}	12 mm	8 mm	5 mm	24 cm	10 mm
T_f	77 K	60 K	60 K	60 K	50 K
T_c	300 K	300 K	300 K	65 K	205 K
γ_{PSF}	10 %	5 %	2 %	100 %	7 %
P_{pix}	1.0 pW	0.2 pW	0.04 pW	100 pW	0.2 pW

On rappelle que les hypothèses faites au cours du calcul définissent cette puissance comme une limite supérieure.

3.3 Spécificités des sources optiques

L'étude menée précédemment, si elle s'adapte correctement dans sa partie calcul aux trois dispositifs de laboratoire (*chopper*, *planète*, *simulateur de ciel*), est toutefois nuancée par les spécificités des différents environnements.

Adaptation à la dynamique des détecteurs

Dans le cas du *chopper*, de la *planète*, et de la *lune*, la variation de température est fixée par les thermostats utilisés (azote liquide et température ambiante). Pour adapter la variation de puissance à la dynamique des détecteurs, il convient donc de jouer sur le diamètre de la source. Dans notre cas, pour ne pas saturer les détecteurs, le diamètre de la source devait être inférieur à la taille du lobe instrumental. Pour ces tailles de source, l'incertitude sur les dimensions entraîne une incertitude non négligeable sur la puissance modulée.

Dans le cas du *simulateur de ciel*, utilisé seul, le diamètre de la source est fixe. Comme il est très largement supérieur à la taille du lobe instrumental, une imprécision sur sa mesure n'a pas de conséquence notable sur la résolution de la variation de puissance. Pour adapter la mesure à la dynamique des détecteurs, il convient alors de choisir judicieusement la variation de température du corps noir. L'incertitude sur la variation de puissance sera alors liée à la précision que l'on peut avoir sur la mesure de la température du corps noir. Le dispositif en place permet typiquement une précision de l'ordre du millikelvin.

Vitesse de modulation

La modulation de la puissance optique est réalisée :

- Dans le cas du *chopper*, par l'alternance mécanique de deux corps noirs ; c'est le cas qui permet la plus grande vitesse de modulation.
- Dans le cas de la *planète* et de la *lune*, par le déplacement d'un corps noir devant un autre ; ici, la vitesse de transition est limitée par la vitesse de balayage.
- Dans le cas du *simulateur de ciel* seul, par le changement de température du corps noir ; ce changement est bien plus lent que dans les cas précédents.

Comme cela a déjà été évoqué, une modulation *rapide* de la source optique permet de s'affranchir du *bruit en 1/f*. Comme le montre la section *II.3.4*, le *simulateur de ciel* présente des atouts importants pour la mesure

de la réponse optique des détecteurs. Néanmoins, la relative lenteur de sa modulation en température peut être problématique dans le cas où la mesure est sujette à une dérive lente importante. Ainsi, pour les bolomètres, très sensibles à la température de base, l'utilisation d'une source modulée à *haute fréquence* peut être préférable.

3.4 Dynamique, réponse optique, sensibilité et efficacité optique

L'étude précédente permet de lier une variation de signal ΔS à la variation de puissance optique ΔP vue par un détecteur.

Réponse optique

En mesurant la réponse pour différentes puissances optiques incidentes, on peut établir l'étalonnage optique de chaque détecteur. Sur cette courbe, dont un exemple est présenté en *figure 33*, on peut alors identifier la plage de linéarité et la réponse optique dS/dP. Une linéarité entre ΔS et ΔP permet une quantification facile de la puissance d'une source inconnue. On notera toutefois qu'une connaissance précise de la non linéarité permet le même résultat (mais souvent avec une perte de sensibilité).

La réponse optique par unité de puissance est caractéristique de l'efficacité du couplage optique des détecteurs. Une faible réponse optique peut être due à une mauvaise absorption du rayonnement incident, ou à une faible réponse électrique du détecteur. La détermination de l'efficacité d'absorption exploite les mesures de photométrie décrites précédemment, mais nécessite également une mesure de la réponse électrique des détecteurs, dont la détermination est propre à chaque type de détecteur.

Mesure de bruit

Le spectre de bruit est déterminé par la transformée de Fourier du signal temporel (exemple : *figure 34*). La bande passante sur laquelle est calculé le bruit dépend de l'application ciblée. En l'occurrence, les stratégies d'observation du ciel à l'IRAM définissent une bande d'intérêt typiquement comprise entre 0.5 et 2 Hz (voir *IV.2.2*).

L'intégration du spectre du signal S sur une bande B donne l'écart-type sur cette bande, σ_S, tandis que la valeur en un point correspond à la densité spectrale (S_x).

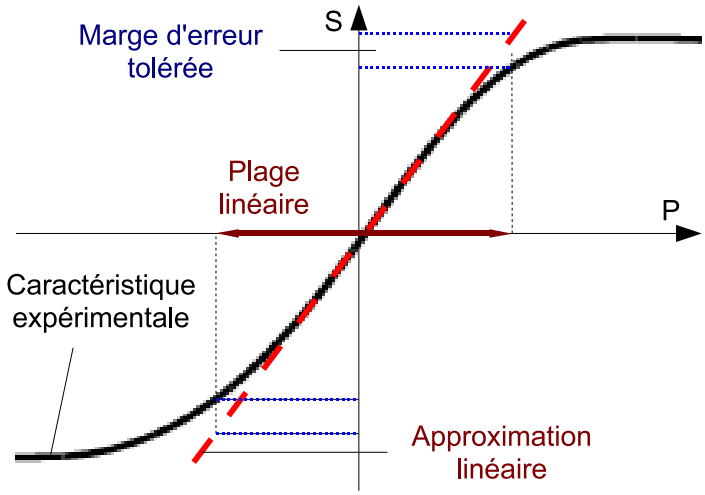


Figure 33 – *Exemple de dynamique d'un détecteur. La sensibilité est maximum et constante autour du point de fonctionnement (ou de polarisation) optimum.*

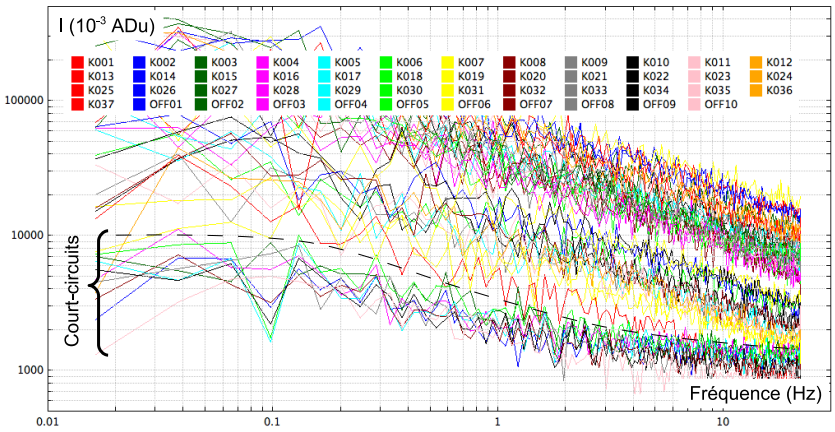


Figure 34 – *La transformée de Fourier du signal temporel, en l'absence de tout signal optique, définit le spectre de bruit. Ici, on distingue nettement le bruit des détecteurs (courbes K__) de celui de la chaîne de mesure seule (détecteurs OFF).*

Comme nous l'avons déjà évoqué au chapitre *I.2*, les sources de bruit sont multiples. Pour les mesures en laboratoire, on distinguera particulièrement : le bruit de photon, σ_{ph}, celui propre au détecteur, σ_{det}, et celui propre à l'électronique de lecture, σ_{elec}.

Les performances de l'instrument doivent tenir compte du bruit instrumental total, $\sigma^2_{ins} = \sigma^2_{elec} + \sigma^2_{det}$, comparativement au bruit attendu des sources sur le ciel. Pour que la mesure du bruit ne soit pas limitée par le bruit de l'environnement optique, il convient de placer les détecteurs face à une source optique stable et peu puissante (le bruit augmentant avec la température de la source).

Dans le cadre du développement de l'instrument, il est également intéressant de pouvoir dissocier le bruit d'électronique du bruit de détecteur. Déterminer le bruit d'un canal de lecture non relié à un détecteur (une mesure en *court-circuit*), comparativement à celui d'un détecteur en condition normale d'utilisation, permet cette distinction (voir *figure 34*).

Remarque :
On notera que le bruit corrélé sur l'ensemble des détecteurs peut être filtré de façon logicielle. Ce point sera notamment abordé lors de la discussion du dépouillement des données obtenues au télescope de l'IRAM (partie IV).

Sensibilité

Les mesures de la réponse optique et du bruit (sur une bande-passante B), décrites précédemment, permettent de calculer le Rapport Signal sur Bruit (RSB) :

$$RSB = \frac{\Delta S}{\sigma_S(B)} \text{ (sans dimension)}$$

La puissance optique P_{opt} à laquelle correspond la réponse optique peut être estimée par les calculs de photométrie présentés précédemment. On peut alors déterminer la sensibilité en puissance d'un détecteur, *à* $N\sigma$:

$$\mathcal{S}_{PN\sigma} = N.NEP = N \cdot \frac{\Delta P}{RSB \cdot \sqrt{B}} \text{ W.Hz}^{-1/2}$$

Il est souvent plus simple de déterminer la variation de température [3] ΔT de la source équivalente à ΔP, permettant de déterminer la sensibilité en température d'un détecteur, à $N\sigma$:

$$\mathcal{S}_{TN\sigma} = N.NET = N \cdot \frac{\Delta T}{RSB \cdot \sqrt{B}} \text{ K.Hz}^{-1/2}$$

Sauf précision, les sensibilités évoquées par la suite seront définies à 1σ.

3. Température de corps noir équivalent dans le domaine Rayleigh-Jeans.

En pratique

En pratique, le *simulateur de ciel* (*II.2.4*) est l'outil idéal pour les mesures présentées précédemment :

- Différentes puissances optiques sont obtenues simplement en changeant la température du corps noir.
- Une mesure du bruit face à une température de fond de l'ordre de 60 K permet une estimation raisonnable de ce qu'il sera sur le télescope.

La *figure 35* présente un exemple de réponse de détecteurs suite à une élévation de la température du plan focal du simulateur de ciel.

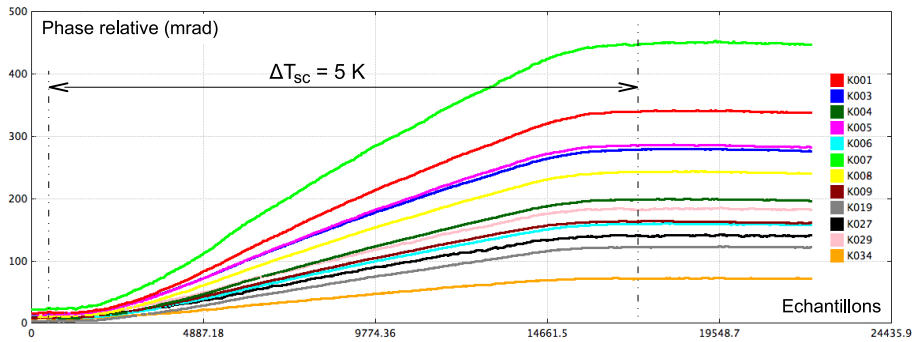


Figure 35 – *La variation de température du plan focal du simulateur de ciel se traduit par une variation du signal de chaque détecteur (ici des KIDs), proportionnellement à leur sensibilité.*

Le *chopper* et la *planète* (ou la *lune*) peuvent également être utilisés pour une contre-mesure du signal, notamment grâce à la procédure d'imagerie du plan focal (*II.2.2*). On notera toutefois que la réduction des lobes suite au filtrage temporel du signal, tout comme la perte de signal dans les harmoniques de la modulation par le *chopper*, sont suceptibles d'introduire des biais, si les facteurs de correction sont mal déterminés. De plus, l'impossibilité de régler simplement l'intensité de la modulation de puissance et la question de la diffraction rendent peu pratique l'utilisation de ces sources pour l'étalonnage optique des détecteurs.

Une interface sous *CAMADIA* permet le calcul automatique de la sensibilité de chacun des pixels.

3.5 Mesure du *straylight*

Comme cela a été mentionné précédemment, le bafflage optique réflecteur n'a pas permis de supprimer totalement le *straylight*. En définissant géomé-

triquement le plan focal de l'instrument par le *simulateur de ciel*, il devient possible de discriminer la puissance issue du plan forcal source de celle issue de l'environnement. Cette section s'intéresse à la façon dont on peut estimer en laboratoire la puissance optique correspondant au rayonnement hors-axe.

Le *straylight* apporte une puissance de fond supplémentaire. On cherche à déterminer l'élévation en température T_{sl} du plan focal source qui apporterait la même puissance parasite sur les détecteurs. Cette démarche permet la comparaison par rapport à la température de fond intrinsèque à la mise en oeuvre de l'instrument au télescope [4].

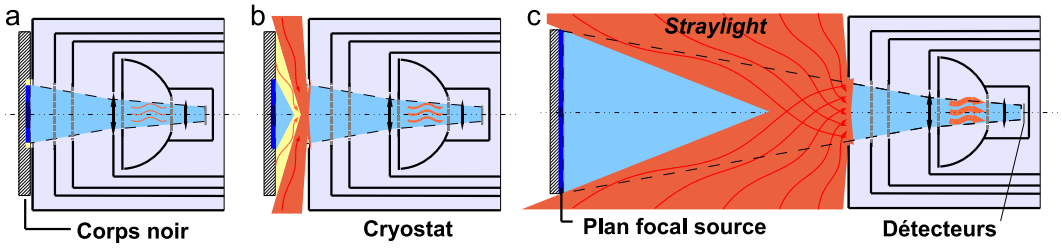


Figure 36 – *L'effet du straylight varie avec la distance entre le simulateur de ciel et la fenêtre d'entrée du cryostat.* ***(a)*** *Le corps noir du simulateur de ciel obstrue l'entrée du cryostat (cas idéal).* ***(b)*** *L'encombrement du simulateur de ciel impose une distance minimum.* ***(c)*** *En fonctionnement normal, le simulateur de ciel couvre le plan focal et le straylight est à la température de l'environnement.*

Dans un premier temps, le *simulateur de ciel* est placé en sortie immédiate du cryostat (*figure 36-a*). La lumière hors-axe est donc à la température du simulateur de ciel. Ces conditions de mesure servent de point de référence, et on note PF_1 le point de fonctionnement des détecteurs.

Plus rigoureusement, la plaque froide du *simulateur de ciel* ne peut pas être approchée aussi près qu'on le souhaite de l'entrée du cryostat. Le jeu résiduel laisse entrer une fraction de la lumière de la pièce dans le cryostat (*figure 36-b*). A cause de l'imperfection du bafflage, une part de ce rayonnement peut être captée par les détecteurs. Cependant, ce rayonnement étant très incliné sur l'axe optique, il doit logiquement très peu contribuer au *straylight*.

On place ensuite le simulateur de ciel dans le plan focal de l'instrument (*figure 36-c*). Cette transition s'accompagne d'une augmentation de la puis-

4. Températures de ciel et d'antenne équivalentes.

sance optique reçue par les détecteurs, ΔP [5], liée uniquement à la puissance issue du *straylight*. Ce décalage en puissance est caractérisé par un déplacement du point de fonctionnement des détecteurs en PF_2.

Préalablement, la mesure du point de fonctionnement des détecteurs, PF, pour différentes températures T du simulateur de ciel, permet d'établir la loi $PF(T)$. La connaissance de cette loi, ainsi que des points PF_1 et PF_2 permet de déduire l'élévation de température du plan focal T_{sl} à laquelle est équivalente la charge optique apportée par le *straylight*.

Remarque :
Le principe de cette mesure est commun aux bolomètres et aux KIDs, mais les signaux manipulés sont bien sûr différents. La présentation ci-dessus se voulait intentionnellement généraliste, mais le détail explicite des procédures associées à chaque type de détecteur est proposé en *annexe B*.

3.6 Réponse spectrale

Un Interféromètre de Martin-Puplett (IMP), dédié à la bande millimétrique, a été l'objet d'une thèse [11], réalisée préalablement au développement du cryostat optique. Les dimensions de cet instrument ont été définies de façon à permettre la mesure de la réponse spectrale dans une bande comprise entre 50 et 750 GHz. Son pilotage et le traitement en temps réel des données associées ont été intégrés au programme d'acquisition, permettant une mesure routinière.

L'interféromètre de Martin-Puplett est utilisé pour la caractérisation spectrale de l'absorption des échantillons, et, ainsi que cela a été mentionné au *II.1.2*, pour la mesure de la bande passante des filtres optiques.

Principe

Les détecteurs sont illuminés par une source optique au travers d'un interféromètre de Martin Puplett. Pour s'affranchir du bruit en 1/f de la source, celle-ci est modulée en amplitude en mélangeant, par l'intermédiaire d'un polariseur tournant, le rayonnement d'un corps noir à 77 K (refroidi à l'azote liquide) et celui d'un corps noir régulé à quelques degrés au-dessus de la température ambiante. En mesurant la réponse des détecteurs en fonction de la position du bras mobile, on réalise un interférogramme pour chacun des détecteurs (*figure 37-a*).

5. On peut également considérer la variation de la température équivalente, ΔT

Différentes procédures de correction ont été intégrées au logiciel d'acquisition pour permettre la suppression d'artefacts de mesure, dus à un éventuel mauvais alignement des axes optiques de l'interféromètre et de la *CAMERA*, ou aux biais introduits par l'IMP lui-même. La transformée de Fourier des interférogrammes mesurés par chaque détecteur se traduit par les réponses fréquentielles S_{totale} en chacun des points du plan focal (*figure 37-b*).

Réponse globale

La réponse fréquentielle mesurée dépend à la fois de la transmission des lentilles en polyéthylène et des filtres, de la réponse fréquentielle propre des détecteurs, mais aussi du spectre du rayonnement émis par l'IMP et de la transmission de l'air entre l'IMP et le cryostat.

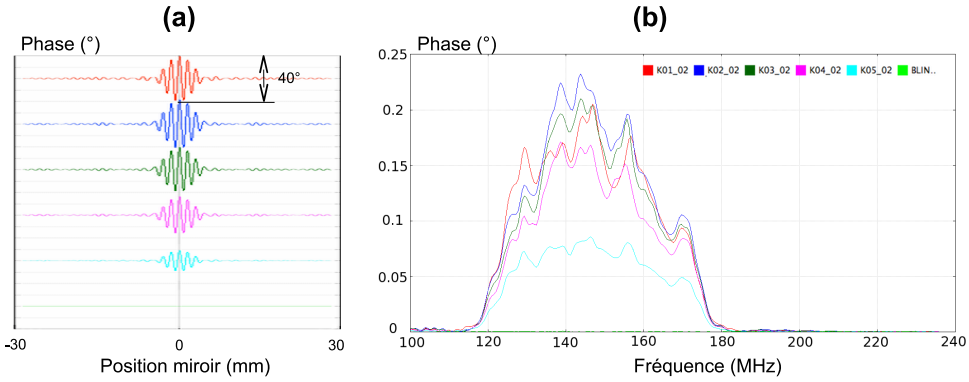


Figure 37 – *Interférogrammes* ***(a)*** *et réponse spectrale associée* ***(b)****, réalisés avec des KIDs et la version mono-bande de la CAMERA. - L'allure de la transmission de la chaîne instrumentale peut en être déduite en divisant la réponse par le spectre de la source, variant comme le carré de la fréquence (loi de Rayleigh-Jeans).*

La *figure 37-b* est un spectre réalisé avec l'optique mono-bande de la *CAMERA*. Les coupures raides vers 120 GHz et 175 GHz sont dues aux filtres optiques sélectifs équipant le cryostat et définissent précisément la bande passante de l'instrument, que l'on peut estimer à $125 - 175$ GHz.

Absorption des détecteurs

Le développement et l'optimisation des détecteurs doit prendre en compte la réponse spectrale de ceux-ci. Le bruit de photon évoluant (approximative-

ment) comme la racine carrée de la puissance optique, il convient de collecter le maximum de photons dans la bande passante de l'instrument.

On cherche donc à réaliser des détecteurs dont le spectre d'absorption soit le plus proche possible de l'unité dans la bande d'intérêt. Pour isoler la réponse propre de chaque détecteur, il faut disposer de la réponse spectrale du reste de la chaîne de mesure. Cette référence est réalisée en mesurant la réponse spectrale S_{ref} d'un détecteur dont l'efficacité spectrale est parfaitement connue.

La réponse propre des détecteurs, nettoyée des formes spécifiques liées au spectre de la source, à l'absorption de l'eau, aux effets Fabry-Perrot et à la transmission des filtres et optiques, est alors simplement obtenue par la division du spectre S_{totale} par le spectre de référence S_{ref}. Cette mesure reste relative aux détecteurs de référence, à moins que ceux-ci n'aient pas été proprement calibrés (selon un calcul de photométrie analogue à celui présenté au *II.3*).

En pratique, nous ne disposons pas d'une référence fiable pouvant être utilisée dans la *CAMERA*. L'interféromètre n'a donc été utilisé que pour vérifier la bande passante de l'instrument dans son ensemble., et pour des mesures comparatives entre détecteurs.

3.7 Réponse à la polarisation

Comme nous l'avons évoqué en introduction, la sensibilité de l'instrument à la polarisation optique est une qualité qui présente un fort intérêt pour l'astronomie millimétrique et demande une considération particulière dans la mise au point des détecteurs.

3.7.1 Sensibilité des détecteurs

C'est la polarisation linéaire qui est au cœur de la problématique. La sensibilité à la polarisation se fait donc en mesurant la réponse des détecteurs à une source polarisée linéairement (voir *figure 38-a*). La prise de mesure pour l'ensemble des angles de polarisation θ permet d'obtenir une courbe telle que celle modélisée par la *figure 38-b*, courbe pour laquelle on définit les paramètres suivants :

S_{min}	minimum	S_0	moyenne
S_{max}	maximum	ΔS	variation
Θ_0	angle du maximum		

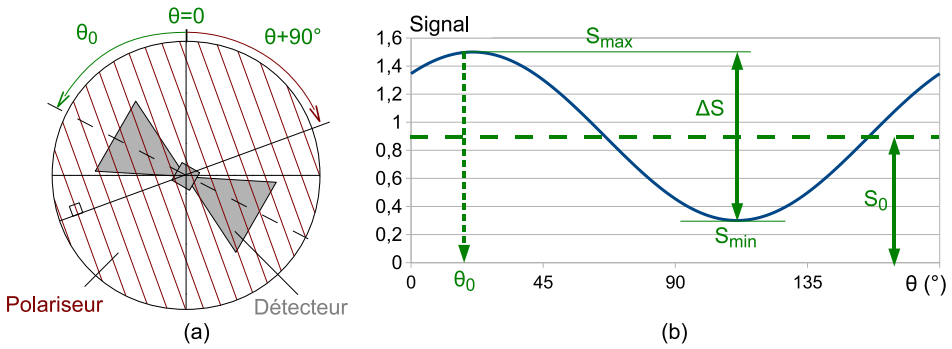


Figure 38 – *Le signal des détecteurs pour différents angles d'inclinaison d'un polariseur rectiligne* ***(a)*** *peut être modélisé par la courbe idéale* ***(b)****.*

Ces paramètres peuvent servir à décrire complètement la courbe théorique attendue, dans le cas simple où les contributions à la polarisation peuvent être décomposées suivant deux axes orthogonaux (c'est le cas qui nous concerne, étant données les géométries des détecteurs considérés - voir III) :

$$S = S_0 + \Delta S.cos(\theta_0 + 2\theta)$$

On définit alors la *cross–polarization* :

$$\eta = \frac{S_{min}}{S_{max}}$$

η varie de 0, si le détecteur n'est sensible qu'à une direction de la polarisation, à 100 %, s'il n'est pas sensible à la polarisation du rayonnement.

3.7.2 Polarimétrie d'une source

De façon générale, un rayonnement peut être décomposé en une fraction non polarisée, d'intensité I, et une fraction polarisée linéairement, suivant une direction définie par les paramètres de Stockes U et Q. Le signal mesuré par un détecteur dont la *cross–polarization* est η et la sensibilité K est alors :

$$S = K\left[(1+\eta)\ I + (1-\eta)\left(Q\cos(2\theta) + U\ \sin(2\theta)\right)\right]$$

La détermination des trois paramètres de Stockes d'une source, I, Q et U, demande donc la mesure suivant trois directions θ, avec un ou plusieurs détecteurs dont les paramètres η et K sont parfaitement déterminés.

Troisième partie

Détecteurs pour le millimétrique

Grâce à leur grande sensibilité, les bolomètres sont les détecteurs privilégiés dans la bande (sub)millimétrique depuis de nombreuses années. Les besoins de l'astronomie ont guidé le développement continu de cette technologie, pour l'adapter à la couverture de grands plans focaux et à la mesure de la polarisation.

Les KIDs, beaucoup plus jeunes, apportent par leur principe une solution efficace à la production de grandes matrices. La mise au point du système de lecture et l'amélioration de leur sensibilité en font des candidats prometteurs.

Après avoir introduit des problématiques générales aux détecteurs pour le (sub)millimétrique, deux chapitres feront l'objet des travaux entrepris respectivement sur chacun de ces types de détecteur au cours de la thèse : bolomètres puis KIDs. Cette partie se terminera par une comparaison des deux, à la lumière des expériences menées.

Chapitre 1

Considérations générales

Avant d'aborder les spécificités des détecteurs mis en oeuvre au cours de cette thèse (chapitres 2 et 3), ce chapitre présente les principes communs aux bolomètres et aux KIDs :

- couplage optique du rayonnement,
- organisation matricielle,
- signal et bruit,
- dynamique.

1.1 Couplage optique du rayonnement

Le couplage optique est un point très important pour la réalisation d'un instrument destiné à faire de l'imagerie. La sensibilité dépendra bien évidemment de la proportion de photons collectés. Mais se pose également la question du diagramme de rayonnement du détecteur, puisque, dans l'application envisagée, l'onde incidente est focalisée perpendiculairement aux détecteurs.

1.1.1 Les cornets

La plupart des instruments existants utilisent un couplage par cornets. Les cornets constituent un guide d'onde pour le rayonnement incident et permettent le contrôle de la géométrie du lobe d'émission/réception, ainsi que la focalisation du rayonnement sur la partie sensible du détecteur. Une efficacité de couplage supérieure à 85% peut ainsi être obtenue.

Cependant, le couplage du rayonnement ne se fait que dans la partie centrale du cornet (voir *figure 39-a*). La couverture du plan focal est donc limitée par l'existence de zones *aveugles*.

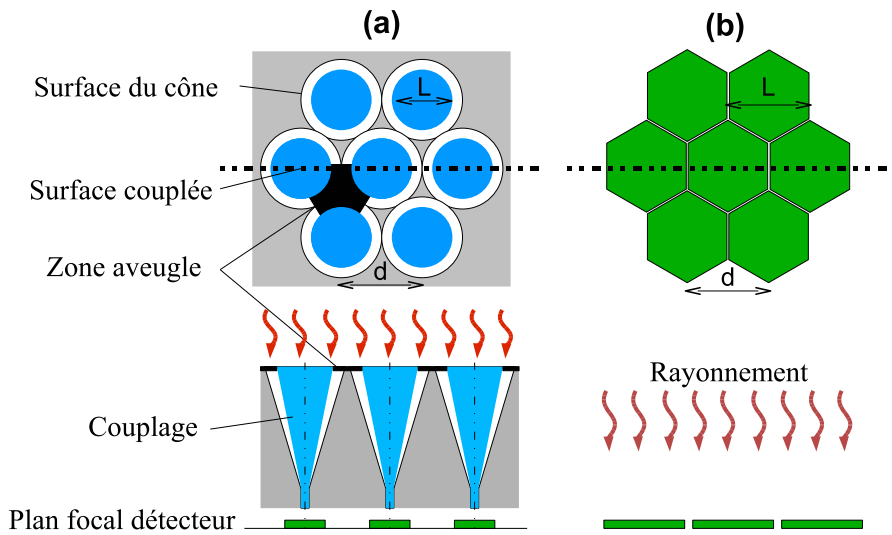


Figure 39 – *Vue schématique dans l'axe optique et en coupe du couplage optique avec et sans cônes.*

Le diamètre des cônes définit une coupure basse fréquence du rayonnement : $\lambda_{max} = D_{cne}$. L'espacement minimal des pixels, égal au diamètre des cônes, est alors de $d = 2 \cdot N \cdot \lambda$ où N est le nombre d'ouverture du système optique. L'échantillonnage instantané du plan focal est dégradé, au mieux, d'un facteur quatre par rapport au critère de Shannon.

Ces contraintes se répercutent sur la cartographie : pour couvrir les zones d'ombre et échantillonner correctement le signal optique, il faut nécessairement réaliser un balayage de la source. Un inconvénient majeur touche également la photométrie de sources ponctuelles, effectuées depuis le sol. En effet, l'observation depuis la Terre est perturbée par l'atmosphère : les gradients de masse d'air, en agissant comme des lentilles, sont susceptibles de déplacer l'image de la source par rapport au pointage du télescope [20]. L'utilisation d'un plan détecteur sans trou est alors le seul moyen de s'assurer que la source est imagée avec une efficacité de détection constante.

1.1.2 Les absorbeurs plans

Des structures planes peuvent être utilisées à la place des cornets. Le rayonnement est alors capturé directement par un absorbeur déposé sur le plan focal (*figure 39-b*). L'espace interstitiel entre pixels peut être rendu faible devant la longueur d'onde. De cette façon il est possible de couvrir entière-

ment le champ de vue. Autre avantage : la réalisation de ce couplage serait bien plus facile à mettre en œuvre pour un très grand nombre de détecteurs. En revanche, le couplage est pour le moment moins bien contrôlé : le lobe d'émission/absorption n'est plus mécaniquement contraint et le rayonnement impacte uniformément tout le pixel.

Au sein des absorbeurs plans, on peut distinguer plusieurs catégories :

Les absorbeurs *pleins* : le rayonnement est absorbé par une couche sensible couvrant le pixel. Pour des raisons qui seront détaillées aux *III.2* et *III.3*, il est préférable de limiter le volume de l'absorbeur. La structuration de la couche, selon des motifs très petits devant la longueur d'onde, permet ce résultat en conservant l'efficacité d'absorption.

Les antennes : le rayonnement est capté par une antenne (idéalement supraconductrice pour ne pas introduire de pertes) qui délivre le courant généré à la partie sensible du détecteur. L'antenne définit le lobe d'émission/réception ainsi que la bande fréquentielle. Une introduction aux antennes pour le millimétrique est présentée un peu plus loin. Une antenne peut être définie par une géométrie ou sa géométrie complémentaire. Ainsi, des fentes sont utilisées pour produire une antenne rectiligne.

D'autres éléments de couplage, compatibles avec les absorbeurs plans, méritent également d'être cités :

Les micro-lentilles : l'association d'une micro-lentille avec chaque pixel permet de concentrer le rayonnement sur la partie sensible du détecteur. La taille de cette dernière peut alors être réduite. Une matrice de détecteurs basée sur ce principe a fait l'objet de mesures présentées plus loin dans ce document (*III.3.4.2*).

Les *backshort* : L'adaptation d'impédance de l'antenne avec le milieu d'absorption de l'onde implique généralement une absorption de moins de 50 %. Pour augmenter l'efficacité d'absorption, un plan réflecteur est couramment placé derrière l'échantillon. Un espacement de $\sim \lambda/4$ est généralement optimum.

Antennes pour le millimétrique :

Comme nous le verrons par la suite, une antenne peut servir au couplage optique pour différents types de détecteurs (bolomètres et KIDs, pour ce qui concerne les travaux présentés ici).

Les avantages peuvent être multiples [21] :

- Définition du lobe d'émission/absorption par *simple* micro-fabrication sur un *wafer*.

- Définition d'une bande spectrale de travail (coupure basse, essentiellement).
- Définition de la sensibilité à la polarisation du rayonnement incident par la géométrie de l'antenne.
- Conversion du signal optique en un signal électrique s_{elec} (haute fréquence), indépendamment de la mesure de ce signal. Ceci a plusieurs avantages :
  - Le signal s_{elec} peut être transporté avant d'être converti en un signal électrique mesurable, ce qui offre plus de liberté dans l'agencement spatial des détecteurs.
  - Il est envisageable de filtrer le signal s_{elec} avant qu'il ne soit converti en un signal électrique mesurable, l'enjeu étant de pouvoir séparer le signal selon différentes bandes fréquentielles, permettant une mesure multi-bande à partir d'une même antenne (exemples : [22],[23]).

1.1.3 Comparatif

Pour une taille de plan focal donnée, le nombre de détecteurs qu'il est possible de mettre en œuvre est plus limité dans le cas des cornets. Pour une mesure limitée dans les deux cas par le bruit de photon, le rapport des facteurs de remplissage se traduit directement par un rapport sur la durée d'observation nécessaire pour résoudre une source. Cependant, l'efficacité de couplage est en pratique plus faible dans le cas des absorbeurs plans. Il ressort d'une étude comparative de Griffin que l'utilisation d'absorbeurs plans permet un gain par un facteur ~ 3.5 sur la rapidité de détection [24].

1.2 Organisation matricielle des détecteurs

Au-delà des contraintes techniques propres à chaque type de détecteur, contraintes qui seront présentées dans les chapitres 2 et 3 de cette même partie, l'organisation des détecteurs dans le plan focal impacte certaines caractéristiques de l'instrument, listées ci-dessous. Le contexte est ici celui de matrices de détecteurs micro-fabriquées.

Echantillonnage

Un traitement optimum du bruit demande un échantillonnage spatial du plan focal respectant le critère de Shannon (voir *I.2.2*). Cette contrainte est liée à la bande spectrale d'observation ainsi qu'à la focale effective F de la

chaîne optique. La distance maximale entre détecteurs doit alors être :

$$d_{max} = \frac{1}{2} \cdot \lambda_{eq}.N$$

où λ_{eq} est la longueur d'onde apparente dans le milieu d'absorption du rayonnement et N l'ouverture de la chaîne optique. Pour le télescope de l'IRAM, on a *par défaut* $N = \frac{F}{D}$ avec $D = 30$ m (diamètre) et $F = 300$ m (focale). On notera qu'une optique supplémentaire permet de modifier l'ouverture effective. Le dispositif proposé pour l'adaptation de la *CAMERA* (voir *IV.1.1.1*) conduit par exemple à une ouverture proche de 2 et demande donc un écart entre pixels voisins égal à la longueur d'onde.

Couplage optique

Pour une optique télécentrique, ce qui est le cas de la *CAMERA*, le plan focal est parfaitement plat, et chaque pixel du plan focal voit le ciel dans l'axe de son lobe (voir *II.1.2*). Le couplage optique n'est donc pas perturbé par le passage à l'échelle matricielle. La couverture d'un grand champ de vue se confrontera toutefois au problème des aberrations optiques, dont l'ampleur croît avec l'éloignement par rapport à l'axe optique.

Diaphonie

La diaphonie a pour conséquence une intrication des signaux délivrés par des pixels différents. Lorsqu'on est dans l'incapacité d'associer un pixel au signal de mesure, il n'y a pas d'autre choix que d'écarter purement et simplement ces données.

La diaphonie peut notamment être due à l'optique de l'instrument (réflexions parasites, par exemple) ou au câblage commun des détecteurs, mais d'autres causes sont favorisées par la réalisation de matrices de détecteurs (partage d'un même substrat, proximité spatiale,...), ou encore le système de multiplexage, qu'il est nécessaire de mettre en œuvre pour lire un grand nombre de détecteurs.

Homogénéité des détecteurs

Une in-homogénéité des détecteurs n'a souvent pas de conséquence irrémédiable. La différence de sensibilité peut (et doit) être parfaitement intégrée

dans le traitement des données et l'influence des pixels les plus bruyants doit être pondérée pour ne pas dégrader la sensibilité globale de l'instrument.

En revanche, la mise en œuvre d'un grand nombre de détecteurs demande des procédures de calibration automatisées : détermination du point de fonctionnement optimal et de la sensibilité de chaque pixel, localisation des pixels dans le plan focal, ... Une certaine homogénéité intrinsèque peut être nécessaire pour la mise en place de routines automatiques et robustes.

Polarisation

Pour une mesure de polarisation, chaque point du ciel doit être mesuré selon au moins trois axes de polarisation (voir *II.3.7*). Ceci peut être réalisé au moyen de stratégies de balayage sophistiquées [3], ou par l'utilisation d'un polariseur tournant [25]. Néanmoins la première solution n'est pas possible au sol, tandis que la seconde introduit une complexité non négligeable dans le système (parallélisme des faces du polariseur, mécanique de précision, ...).

Une configuration du plan focal intégrant les trois axes de mesure, ainsi que le présente la *figure 40*, est envisagée pour une future génération de détecteurs dans le cadre du projet *CAMERA* à l'IRAM. Chaque point du ciel est alors observé sous trois axes différents au cours du balayage, permettant la détermination des paramètres de Stockes. Si la taille du lobe instrumental est deux fois plus grande que la distance entre pixels (critère de Shannon), une mesure instantanée de la polarisation est également possible, avec une résolution spatiale légèrement dégradée.

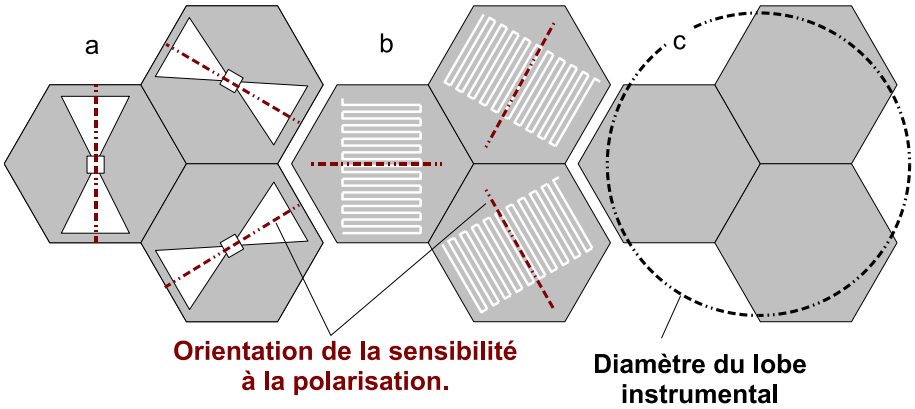


Figure 40 – *La disposition de pixels sensibles à la polarisation suivant ce motif permet une mesure simultanée de la polarisation suivant trois directions, pour chaque lobe, permettant la détermination des paramètres de Stockes.* ***(a)*** *Avec des antennes.* ***(b)*** *Avec des absorbeurs plans.* ***(c)*** *La couverture des trois orientations de pixels par le lobe instrumental permet une mesure instantanée de la polarisation.*

1.3 Multiplexage

Actuellement les bolomètres sont les seuls détecteurs utilisés pour l'imagerie dans la bande millimétrique. Le nombre restreint de détecteurs composant le plan focal est compatible avec une lecture non-multiplexée. Celle-ci nécessite alors la multiplication des fils de connexion entre les différents étages cryogéniques, la multiplication du nombre de préamplificateurs froids, la multiplication des modules d'électronique à l'extérieur du cryostat.

Mais l'astronomie dans le millimétrique présente maintenant des besoins pour des matrices de plusieurs milliers (voire dizaines de milliers) de pixels, dans le but de réduire le temps d'observation nécessaire à l'obtention des sensibilités souhaitées. Avec de tels enjeux, le multiplexage devient une nécessité. En effet, outre le fait que l'implantation de milliers de voies de lecture demanderait un travail de réalisation des plus conséquents, le volume et la puissance cryogénique qui seraient nécessaires sont des contraintes fortes. Pour les missions spatiales, la puissance cryogénique doit être limitée pour des questions de coût (fixé en grande partie par le poids du lanceur) et d'autonomie de la mission (ex : 14 mois d'autonomie initialement prévus pour Planck). Au sol, la puissance pourrait être fournie par la multiplication des appareils cryogéniques, mais les contraintes d'utilisation (espace limité dans la cabine,...) rendraient peu viable un tel encombrement.

Nous verrons que des systèmes de multiplexage pour la lecture des bolomètres voient le jour, certains équipant des instruments existants. Un système de multiplexage original a été mis en oeuvre et testé au cours de cette thèse. Cette étude sera présentée au *III.2*.

Nous verrons également que les KIDs offrent une solution de multiplexage fréquentielle particulièrement adaptée aux contraintes d'encombrement et de puissance de la cryogénie. Ce point sera abordé au *III.3*.

1.4 Dynamiques de mesure

Il faut distinguer deux dynamiques, correspondant à deux échelles de temps différentes.

Dynamique de mesure

Une première dynamique concerne la plage de linéarité des détecteurs, autour d'un point de fonctionnement donné. Cette dynamique limite l'intensité de la source qu'il est possible d'imager au cours d'une même mesure (*i.e.* sans redéfinir le point de fonctionnement des détecteurs). Dans le cas qui nous concerne plus précisément, ceci correspond à l'intensité d'une source stellaire au cours d'un même *scan* sur le télescope.

La présence de sources de bruit non optiques implique une dégradation de la sensibilité lorsqu'on augmente cette dynamique. Les détecteurs doivent donc être optimisés pour une application et une chaîne instrumentale données.

Adaptation à la charge optique

La seconde dynamique concerne la plage de variation de la puissance sur laquelle il est possible d'adapter le point de fonctionnement des détecteurs. Dans l'application qui nous concerne, elle limite l'utilisation de l'instrument à une certaine plage de conditions météorologiques. En règle générale, les détecteurs sont optimisés pour un point de fonctionnement donné. En s'écartant de cet optimum, la sensibilité décroît, de façon plus ou moins rapide. Cependant, le bruit de photons augmente avec la puissance de fond, ce qui réduit les besoins en sensibilité.

Pour maintenir les détecteurs dans leur dynamique globale, certains instruments utilisent des filtres à densité neutre interchangeables pour réduire la charge optique. Ceci permet de maintenir la réponse optique des détecteurs

à leur optimum et d'adapter la mesure à toutes les conditions météorologiques. C'est par exemple la solution utilisée par *GISMO* [26]. Cependant les filtres réduisent la puissance optique correspondant à la source et leur propre émission contribue au bruit de photons. Pour limiter ce bruit, les filtres et le mécanisme de permutation doivent être refroidis autant que possible.

Des détecteurs capables de s'adapter aux variations atmosphériques en conservant une sensibilité raisonnable sont des plus intéressants pour l'observation astronomique au sol.

La question de la dynamique sera discutée individuellement et de façon plus approfondie pour les bolomètres (*III.2*) et les KIDs (*III.3*).

Chapitre 2

Bolomètres

Les bolomètres sont toujours les détecteurs les plus sensibles pour l'astronomie dans la bande (sub)millimétrique. Ils sont utilisés dans la plupart des instruments existants pour cette bande spectrale. Nous avons développé des matrices de bolomètres basés sur des thermomètres en Niobium-Silicium (NbSi) et optiquement couplés avec des antennes planaires.

Dans cette partie, nous commencerons par rappeler le principe des bolomètres, puis nous décrirons le principe des mesures menées en laboratoire. Nous aborderons ensuite les propriétés spécifiques des échantillons réalisés, du processus de fabrication aux performances électriques et optiques déterminées en laboratoire.

Nous poursuivrons avec le développement d'un prototype de multiplexage temporel, adapté à la lecture des bolomètres haute-impédance. Le principe sera présenté, ainsi que la réalisation technologique. Des mesures préliminaires réalisées sur des matrices de bolomètres à antennes concluront cette section.

D'autres réalisations, encore au stade préliminaire, définissent des perspectives qui seront présentées à la fin de ce chapitre.

2.1 Définition des détecteurs

2.1.1 Principe

Comme cela a été évoqué lors de l'introduction, une mesure bolométrique consiste à mesurer l'élévation de température résultant de l'absorption de photons par un matériau thermiquement lié au thermomètre. Dans le cas qui nous intéresse, à savoir l'imagerie d'un continuum, le rayonnement est un flux continu de photons, que l'on caractérisera par sa puissance, P_{opt}. L'équilibre

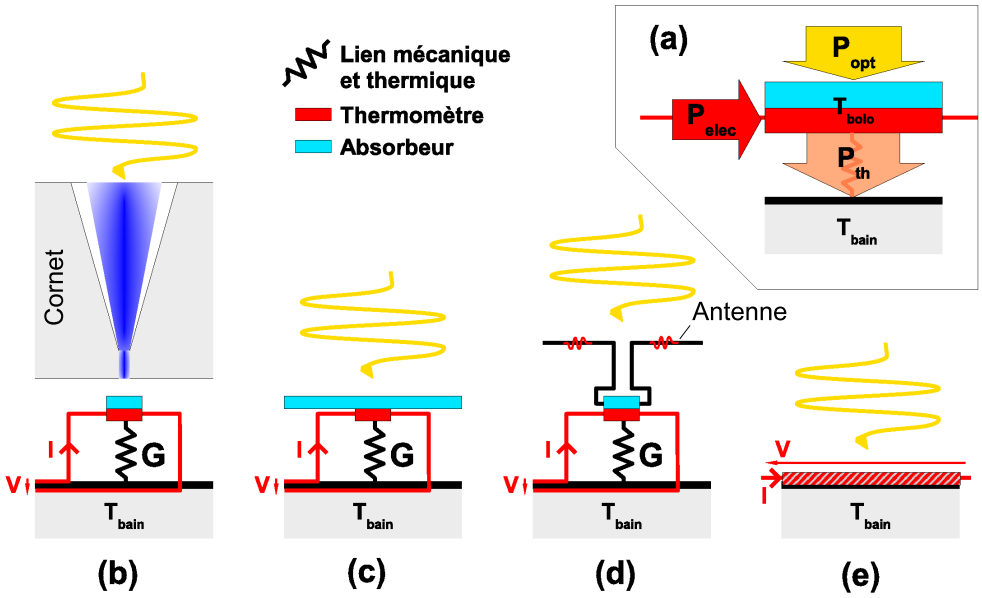


Figure 41 – *Principe bolos et mises en œuvre*

du point de fonctionnement s'établit selon le schéma présenté en *figure 41-a* : la puissance optique absorbée $\eta_{opt}.P_{opt}$ (où η_{opt} est l'efficacité d'absorption) et la puissance électrique P_{elec} générée par effet Joules dans le thermomètre, entraînent une augmentation de la température T_{bolo} de l'ensemble *thermomètre + absorbeur*, qu'on suppose parfaitement couplés thermiquement. Le flux thermique P_{th} à travers le lien thermique (de conductance G) augmente avec l'écart en température $\Delta T = T_{bolo} - T_{bain}$. L'équilibre est atteint lorsque le flux thermique égalise la somme $P_{opt} + P_{elec}$. Un transitoire est défini par la compétition entre l'accumulation de l'énergie thermique dans l'ensemble *thermomètre + absorbeur* de capacité thermique C ($Q = C.\Delta T$) et la fuite thermique vers le bain. On notera τ la constante de temps associée à ce transitoire en cas de changement du flux incident.

Une modélisation simplifiée décrit l'équilibre du système par les équations :

$$\begin{aligned} \eta_{opt}.P_{opt} + P_{elec} &= P_{th} \\ \Leftrightarrow \eta_{opt}.P_{opt} + U.I &= G.(T_{bolo} - T_{bain}) \\ \text{et } \tau &= \frac{C}{G} \end{aligned}$$

2.1.2 Signal et bruit

Différentes sources de bruit interviennent dans la modélisation :

Bruit de photons : Il est propre au rayonnement mesuré (voir *I.2.2*).

$$NEP^2_{photons}\ 4.h.\nu.P_{opt}$$

Bruit de phonons : il est lié aux fluctuations de la conduction thermique entre le thermomètre et le bain.

$$NEP^2_{phonons} = 4.k_B.T^2_{bolo}.G(\text{pour } T_{bolo} \sim T_{bain})$$

Bruit Johnson : il est lié à l'agitation thermique des porteurs de charge dans le thermomètre.

$$NEP^2_{Johnson} = 4.k_B.T_{bolo}.R/S^2_{elec}\ [27]$$

où $S_{elec} = dU/dP_{el}$ est la sensibilité électrique du bolomètre.

$$\begin{aligned} NEP^2_{bolo} &= NEP^2_{photons} + NEP^2_{phonons} + NEP^2_{Johnson} \\ &= 4.h.\nu.P_{opt} + 4.k_B.T_{bolo}.(T_{bolo}.G + R/S^2_{elec}) \end{aligned}$$

La sensibilité électrique est d'autant plus importante que la conductance est faible et que la sensibilité du thermomètre $|dR/dT|$ est grande. On cherche à ce que la précision de la mesure ne soit limitée que par le bruit de photons, soit :

$$NEP^2_{photons} \gg NEP^2_{phonons} + NEP^2_{Johnson}$$

Cette condition, fonction de l'application de l'instrument, peut être atteinte en refroidissant les détecteurs et en réduisant la conductance thermique G. Comme diminuer G implique l'augmentation de τ, le temps de réponse du détecteur devra être maintenu *suffisamment faible* en réduisant C.

Remarque :
Le bruit total doit également prendre en compte des paramètres techniques : vibrations, stabilité thermique du bain, bruit électronique, etc. Différentes précautions permettent de limiter ces effets : l'utilisation d'amortisseurs permet de filtrer les vibrations ; la conception du cryostat permet de restreindre les transferts thermiques ; une électronique bas bruit est obtenue par l'utilisation de composants intrinsèquement peu bruyants et par l'amplification du signal au plus près des détecteurs.

2.1.3 Choix structural

Différentes mise-en-œuvres de ce principe instrumental sont illustrées par les *figures 41-b,c,d,e*. Sur la *figure 41-b*, un cornet est utilisé pour coupler le rayonnement au détecteur, permettant un contrôle du lobe. La focalisation du rayonnement permet de limiter la surface de l'absorbeur, ce qui permet de réduire C. La conversion de l'énergie du rayonnement en énergie thermique est réalisée au sein de l'absorbeur même.

Pour s'affranchir des limites du couplage par cornet (voir *III.1.1.1*), il est possible de capter directement le rayonnement à l'aide d'un absorbeur plan (*figure 41-c*). En contre-partie, l'absorbeur doit couvrir la surface du pixel. Il est toutefois possible de structurer l'absorbeur, de façon à réduire son volume (et donc C) en conservant sa surface.

L'utilisation d'antennes planaires supraconductrices pour capter le rayonnement permet de dissocier les contraintes d'absorption de l'onde et de sa conversion en énergie thermique (*figure 41-d*). La taille du dissipateur peut alors être considérablement réduite (réduction de C). C'est cette structure que nous avons privilégiée.

Enfin, un quatrième procédé propose d'absorber l'énergie du rayonnement dans le thermomètre même, et de réaliser le découplage thermique de ses électrons par le découplage électrons-phonons (*figure 41-e*). Nous reviendrons sur ce principe de bolomètre, dit *à électrons chauds*, dans la section *III.2.3.2*.

2.1.4 Découplage thermique

Pour atteindre les sensibilités désirées, le couplage thermique peut être limité en déposant l'absorbeur et le thermomètre au centre d'une membrane, fine et éventuellement structurée. Ces procédés ne sont cependant pas triviaux et se heurtent à certains problèmes technologiques. Le motif en toile d'araignée développé pour les bolomètres de *PLANCK* a permis par exemple une conductance de l'ordre de 100 pW.K^{-1}. Cependant la structuration d'un *wafer* complet pose des problèmes de fragilisation du support. Un coefficient de structuration de 80% est une limite technologique à considérer.

2.1.5 Thermomètre

Le thermomètre, au cœur de la mesure, est une résistance électrique dont l'impédance varie avec la température. A basse température, et pour des couches thermométriques de faible volume, l'interaction entre les électrons et les phonons peut devenir faible, de sorte que le découplage électrons-phonons

peut devenir non négligeable [1]. On est alors amené à distinguer la température des électrons, T_e, de la température des phonons, T. C'est la température des électrons qui détermine la résistance du thermomètre [31].

On définit la sensibilité thermique du thermomètre par le coefficient sans dimension :

$$\alpha = \frac{d \ln R}{d \ln T_e} = \frac{T_e}{R} \cdot \frac{dR}{dT_e}$$

On distingue deux types de thermomètres pour les applications bolométriques :

Les thermomètres haute-impédance : ils sont faits d'un matériau semiconducteur présentant une sensibilité en température négative, avec des valeurs typiquement comprises entre -3 et -15. Des contraintes sur le bruit, dont nous discuterons par la suite, privilégient des résistances fortes. Des valeurs de quelques MΩ sont bien adaptées à une lecture à base de transistors FET.

Les thermomètres faible-impédance (ou TES, *Transition Edge Sensors*) : ils sont faits d'un matériau supraconducteur et sont polarisés dans la transition supraconductrice. L'importante variation de la résistance dans la transition permet d'obtenir des coefficients de température typiquement compris entre 50 et 1000. La résistance au centre de la transition est généralement de quelques 10 mΩ, valeur adaptée à une lecture à base de SQUIDs.

Les stratégies de multiplexage distinguent également les TES des bolomètres haute-impédance. Ce point sera repris au chapitre *III.2.4*, où une solution de multiplexage pour les bolomètres haute-impédance sera présentée.

Les bolomètres haute-impédance présentent une variation progressive de leur sensibilité en fonction de la charge optique. Cette propriété est bien adaptée aux observations astronomiques depuis le sol, pour lesquelles des variations importantes de la puissance de fond sont à considérer. Nous nous limiterons ici à la description de cette technologie.

De part l'équilibre des puissances, une modification du rayonnement absorbé entraîne une modification de la puissance dissipée dans le thermomètre. Cette contre-réaction thermique pose la question de la stabilité du dispositif. Dans le cas des thermomètres à coefficient de température négatif, l'équilibre

1. La température du thermomètre peut devenir sensiblement différente de la température de l'absorbeur qu'on cherche à mesurer.

est réalisé par une polarisation en courant. De cette façon, la puissance Joules ($P_{elec} = R\ I^2$) diminue quand la puissance absorbée augmente, assurant la stabilité thermique du système.

Il existe un optimum de la sensibilité, déterminé par le courant de polarisation du thermomètre. L'existence d'un tel optimum peut être appréhendée qualitativement par ce constat : pour un faible courant, la variation de la tension mesurée est dominée par le bruit Johnson. Si par contre le courant est suffisamment important, il entraîne un échauffement du thermomètre, donc une augmentation des bruits de phonons et Johnson.

Niobium-Silicium

Le composé Nb_xSi_{1-x} présente des propriétés intéressantes pour la fabrication de thermomètres pour les applications bolométriques à basse température [29].

Si la concentration en niobium dépasse 12 %, l'alliage est supraconducteur [30], la température de transition étant ajustable par la concentration. Ceci permet la réalisation de TES mono-couche. Si la concentration en niobium est par contre inférieure à 9 %, le NbSi se comporte comme un isolant d'Anderson. Les paramètres et performances du thermomètre sont alors à comparer à la technologie Ge NTD (*Neutron Transmutation Doping*) ou silicium dopé. Un facteur de mérite universel pour l'application de ces composés à la bolométrie est le rapport entre la conductivité thermique électrons-phonons et la capacité thermique d'origine électronique. Pour une même sensibilité thermométrique, les films de NbSi présentent des valeurs comparables (de l'ordre de 10^4 s^{-1} à $T_0 = 1$ K et $T = 0.1$ K [31]). En conséquence, les films de NbSi sont, pour $x < 9$ %, bien adaptés à la fabrication de bolomètres haute-impédance compétitifs.

Les isolants d'Anderson présentent une loi de température dictée par une conduction par sauts à distance variable (*variable range hopping*) :

$$R(T) = R_0 . \exp\left(T_0/T\right)^n$$

où n est un coefficient dépendant du type d'interaction entre électrons. Dans le cas du NbSi, il a été observé une valeur n comprise entre 0.5 et 1. Les grandeurs R_0 et T_0 sont des constantes dépendant de la concentration x en niobium. L'électronique de lecture, présentée ci-après, nécessite une impédance de thermomètre de l'ordre de 1 à 10 MΩ. De telles valeurs sont obtenues pour une concentration de $\sim$ 8.8 %, pour des épaisseurs de film typiques comprises entre 50 et 200 nm.

Un bâti de dépôt dédié au NbSi a été mis en œuvre au CSNSM [2], partenaire dans la collaboration *DCMB*. Les films de Nb_xSi_{1-x} sont déposés par co-évaporation de cibles de niobium et silicium pures dans une chambre à vide poussé [3] ($p < 10^8$ mbar). Une rotation de l'échantillon pendant le dépôt permet d'obtenir une composition reproductible, avec une épaisseur et une concentration de niobium bien contrôlées (précision meilleure que 0.1 %). Cette co-évaporation a été utilisée conjointement à des étapes de micro-fabrication standard pour la conception de matrices de bolomètres (voir *III.2.2*).

2.1.6 Lecture des bolomètres

Il existe plusieurs montages électroniques permettant de lire la résistance d'un thermomètre avec précision. Une solution simple est d'utiliser un pont résistif, polarisé par un courant constant. La tension mesurée est alors proportionnelle aux variations de la résistance autour d'un point de fonctionnement R_0 donné.

Une telle mesure présenterait cependant plusieurs inconvénients :
- un courant continu implique une gêne due au *bruit en 1/f*,
- la résistance de polarisation ajoute un bruit (Johnson) supplémentaire.

Une méthode de mesure plus performante avait été développée pour l'expérience *DIABOLO* [32] et a également été utilisé sur le projet *ARCHEOPS*. Dans cette structure, dont une implémentation est présentée en *figure 42*, des courants alternatifs $\pm I_n$ sont utilisés pour polariser les N thermomètres avec une puissance électrique dissipée, $P_n = R_n.I_n^2$, constante. La forme rectangulaire de la modulation est obtenue en imposant une tension modulée en triangles aux bornes d'une capacité $C_{A/Bn}$. Un avantage est de ne pas rajouter de bruit Johnson à la mesure ; un autre est de définir, conjointement à la résistance du bolomètre, un filtre passe-bas de constante de temps $\tau_f = R.C_{A/Bn}$, permettant de supprimer le bruit haute-fréquence. La période de modulation électrique doit être grande devant la constante de temps du filtre. Celle-ci a été choisie de façon à permettre une modulation suffisamment rapide (typiquement 60 Hz, pour les mesures présentées dans ce rapport) pour permettre un rejet efficace du *bruit en 1/f* d'origine électrique.

Pour être capable de mesurer de petites variations autour d'un point de fonctionnement, la tension de polarisation ($R.I$) est analogiquement compensée par l'addition d'une tension créneau opposée (U), pour chaque bolomètre individuellement ($V_0 = R.I - U = 0$). Après cet équilibrage, réalisé pour une

2. Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Orsay.
3. Bâti UHV - *Ultra High Vacuum.*

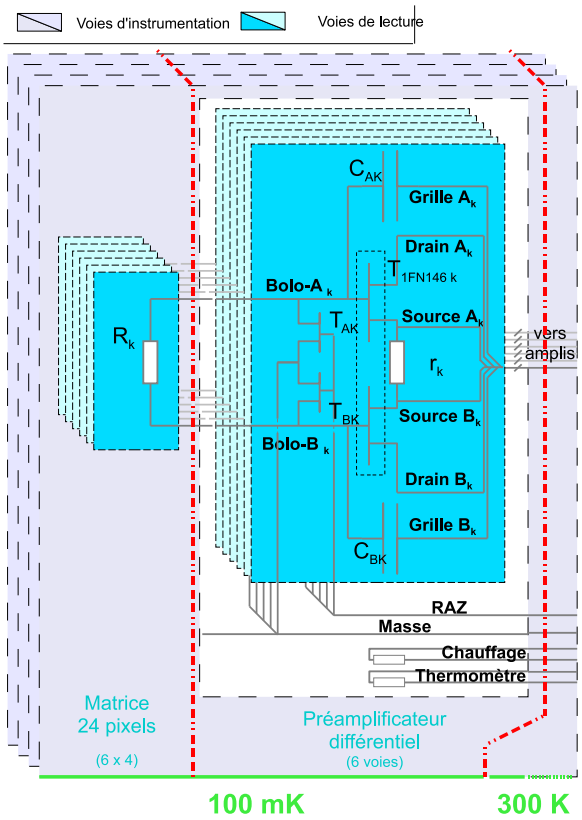


Figure 42 – *Une architecture différentielle avec une polarisation réalisée au moyen de condensateurs a été utilisée pour la lecture non multiplexée des bolomètres haute-impédance.*

puissance optique de référence, la tension de mesure est directement proportionnelle aux variations de la puissance de la source : $\delta V = \delta R.I$.

L'acquisition du signal est effectuée après une amplification bas bruit basée sur une architecture différentielle à base de transistors JFET refroidis (à 100 K). Le bruit de la chaîne d'acquisition a été mesuré en remplaçant les bolomètres par des court-circuits : une valeur de 4 nV.Hz$^{-1/2}$ a été obtenue. On notera qu'une architecture similaire est utilisée pour la lecture des détecteurs montés sur le satellite *PLANCK*.

Différentes versions de cette électronique ont été développées pour équiper les différents cryostats de mesure. Du fait de l'encombrement et du nombre croissant des connexions nécessaires, un nombre maximal de 24 détecteurs a pu être lu simultanément avec ce système au sein de la *CAMERA*.

Pour pouvoir mener à bien la caractérisation de grandes matrices de détecteurs, et pour pouvoir envisager la conception d'un instrument de plusieurs centaines (voire milliers) de pixels, le multiplexage se révèle nécessaire. Le développement d'un multiplexeur pour les bolomètres haute-impédance, mené en parallèle du développement de la *CAMERA*, est le sujet de la section *III.2.4*.

2.2 Bolomètres à antennes

En vue d'une possible utilisation au télescope de l'IRAM, des matrices de bolomètres à antennes ont été développées dans notre équipe. Les objectifs étaient multiples :

- réaliser un nombre conséquent de détecteurs dans un même processus de micro-fabrication et sur un même substrat,
- évaluer les performances des couches de NbSi pour la bolométrie,
- comprendre et développer le couplage optique par antennes lithographiées, pour s'affranchir du couplage par cornet moins adapté aux mesures depuis le sol,
- développer le savoir faire nécessaire à la fabrication et à la structuration de membranes par micro-fabrication, pour réduire la conductance thermique vers le bain cryogénique et atteindre une sensibilité comparable au bruit de photons (dans la bande millimétrique),
- aboutir à un prototype exploitable au télescope de l'IRAM.

Des matrices de ce type avaient déjà été réalisées avant le début de ce travail de thèse [33], mais présentaient une très mauvaise réponse optique (absorption évaluée à environ 3 % seulement). Nous présentons ici la conception, la fabrication et les mesures concernant une autre génération d'échantillons, conçue pour comprendre l'efficacité optique très limitée des premières matrices.

2.2.1 Design et fabrication

Des matrices de 204 bolomètres ont été produites par micro-fabrication à l'IEF (*figure 43-a*). Une vue en coupe d'un pixel type est présentée en *figure 44*. De multiples dépôts et lithographies sont nécessaires à cette réalisation.

L'antenne (Al, 40 nm) est réalisée sur une membrane tri-couche ($Si0_2$, Si_3N_4, $Si0_2$) de 500 nm d'épaisseur, déposée sur un *wafer* de silicium de deux pouces. Le dissipateur (palladium, 7 nm) est placé au centre de chaque pixel. Sa résistance carrée est d'environ 200 Ω, de façon à assurer l'adaptation

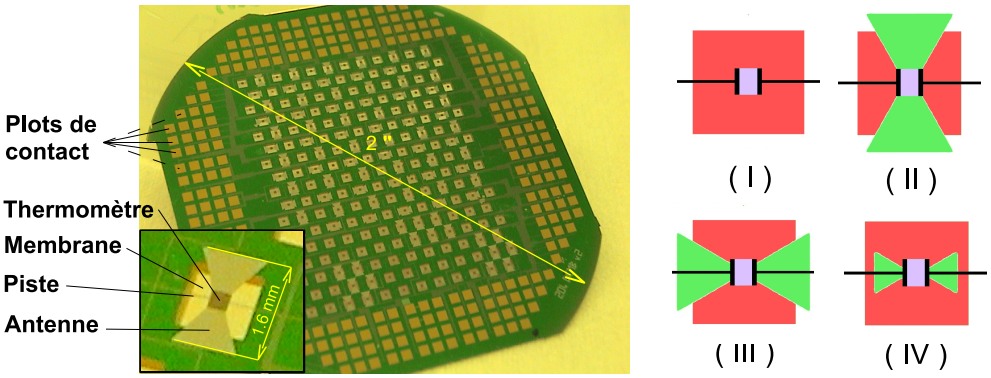
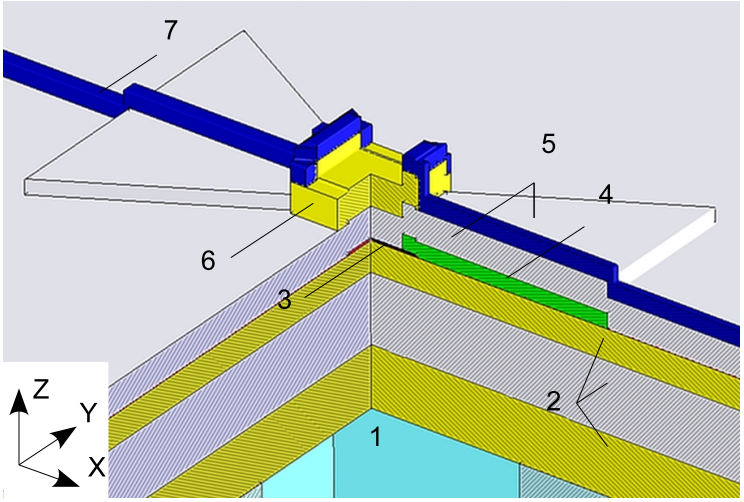


Figure 43 – ***(a)*** *204 bolomètres remplissent le centre d'un wafer de deux pouces.* ***(b)*** *Plusieurs géométries de pixel ont été distribuées sur la matrice.*



1. Ouverture dans le **wafer** (300 µm Si)
2. **Membrane** suspendue – faible contrainte (500 nm SiO_2 – Si_3N_4 – SiO_2)
3. **Dissipateur** (7 nm Pd)
4. **Antenne** papillon supraconductrice (40 nm Al)
5. **Couche isolante** (50 nm Si_3N_4)
6. **Thermomètre** (100 nm NbSi)
7. **Pistes** supraconductrices (50 nm Nb) terminées par des plots de contact (200 nm Au)

Figure 44 – *Vue en coupe d'un pixel. Une dilatation par 1000 de l'axe Z a été utilisée pour faciliter la lisibilité. La couche isolante réalise un découplage électrique total entre le thermomètre et le dissipateur.*

d'impédance avec l'antenne. Une isolation électrique (SiN, 100 nm) sépare l'antenne et le dissipateur du film thermométrique en NbSi (100 nm) et des pistes (Nb, 60 nm). Ce design permet de dissocier le choix de la résistance du

thermomètre de l'adaptation d'impédance entre le dissipateur et l'antenne. La suspension de la membrane est réalisée en dernier, par gravure du substrat. On procède tout d'abord à une pré-gravure par DRIE (*Deep Reactive Ion Etching*). Les 30 à 50 μm restant sont gravés par du XeF_2 en phase gazeuse.

Une des matrices réalisées est visible en *figure 43-a*. Les plots de contact entourant les 204 pixels sont suffisamment larges pour permettre la connexion de l'échantillon au moyen de pointes à ressort, évitant ainsi des soudures fastidieuses. L'organisation des pixels sur le plan focal a été pensée relativement au télescope de l'IRAM et au cryostat optique présenté au *II.1*. La taille du lobe instrumental, de 4 mm sur le plan détecteur, est alors imagée en respect du critère de Shannon grâce à une distance inter-pixels de 2 mm.

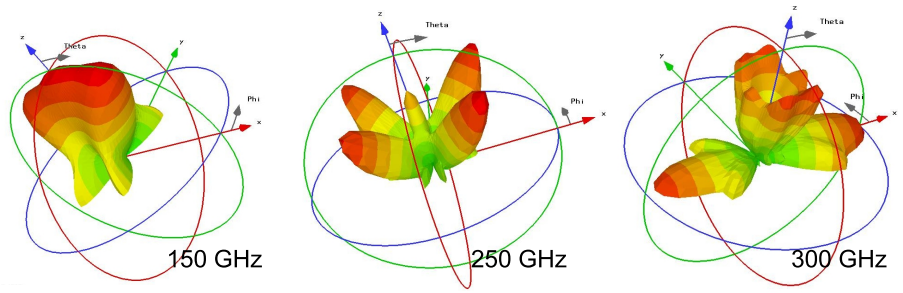


Figure 45 – *Simulation du lobe d'émission/réception pour une antenne papillon de 30° d'angle. La directivité du lobe n'est adaptée à la focalisation de l'optique que sur une bande fréquentielle limitée.*

La géométrie de l'antenne a été déterminée pour permettre une bonne adaptation d'impédance avec le dissipateur sur une large bande fréquentielle (100 – 300 GHz). La bande passante du pixel est limitée par le lobe de réception/émission de l'antenne. La *figure 45* présente la simulation [4] du diagramme d'émission pour une antenne papillon de 30° d'angle, déposée dans le plan (X,Y). L'antenne a été dessinée pour définir une ouverture de $\pm 17^\circ$ et pour absorber de façon efficace dans la bande atmosphérique 125 – 170 GHz. A 250 GHz (et au-delà), malgré une bonne adaptation d'impédance avec le dissipateur, la géométrie du lobe est compliquée, et inefficace pour l'absorption d'une onde perpendiculairement au plan détecteur.

Différentes géométries d'antennes ont été réalisées sur les échantillons dont nous discutons ici (*figure 43-b*). Le but était d'identifier la contribution des antennes, après les résultats médiocres obtenus sur la première génération de

4. Avec le logiciel CST.

matrices (basée sur le modèle (II)). La contribution de l'antenne peut être isolée par référence au modèle sans antenne (I), tandis que le motif (III) a été proposé pour étudier l'influence de la direction des pistes, relativement à celle de l'antenne.

La taille des antennes des modèles (II) et (III) a été choisie pour optimiser le couplage dans la bande 2.05 mm. Pour le dessin (IV), la taille de l'antenne a été ajustée à la taille de la membrane, déplaçant l'efficacité attendue dans la bande à 1.25 mm.

La distinction des géométries a été clairement mesurée optiquement et sera présentée au *III.2.2.3*.

2.2.2 Caractérisation électrique

Un cryostat optiquement fermé a été utilisé pour la caractérisation purement électrique des détecteurs [5]. Il met en œuvre un pré-refroidissement à l'azote liquide et une dilution $^3He -^4 He$, permettant de refroidir les détecteurs à une température contrôlée de l'ordre de 80 mK ou plus. Il est équipé de 12 voies de lecture différentielle (voir *III.2.1.6*).

Une procédure a été intégrée à *CAMADIA* pour l'acquisition automatisée des caractéristiques *courant (I) – tension (V)*, par équilibrages successifs, pour différentes températures de base (T) (*figure 46-a*). Ces caractéristiques sont traduites en caractéristiques *puissance (P) – résistance (R)* (*figure 46-b*). On détermine alors la résistance hors polarisation R' par la valeur asymptotique à basse puissance. Ceci permet d'établir la caractéristique thermique, *température (T) – résistance (R')* (*figure 46-c*), que l'on cherche à ajuster par sa forme théorique : $R'(T) = R_0 . \exp (T_0/T)^n$.

Effets non linéaires

A très basse température, les thermomètres NbSi présentent des effets non-linéaires sous polarisation électrique : effets de champ électrique et découplage électrons-phonons, tous deux dépendants du volume de la couche [29].

L'effet de champ se caractérise par une diminution de la résistance avec la tension aux bornes du thermomètre. Nous avons vérifié que la forme de la caractéristique $R(V)$ est parfaitement déterminée par les effets thermiques, et que l'effet de champ est donc négligeable pour les géométries utilisées ($x_{Nb} = 8.8$ %) à 100 mK (*figure 46-d*).

5. Seul le rayonnement thermique du porte-échantillon refroidi est perçu.

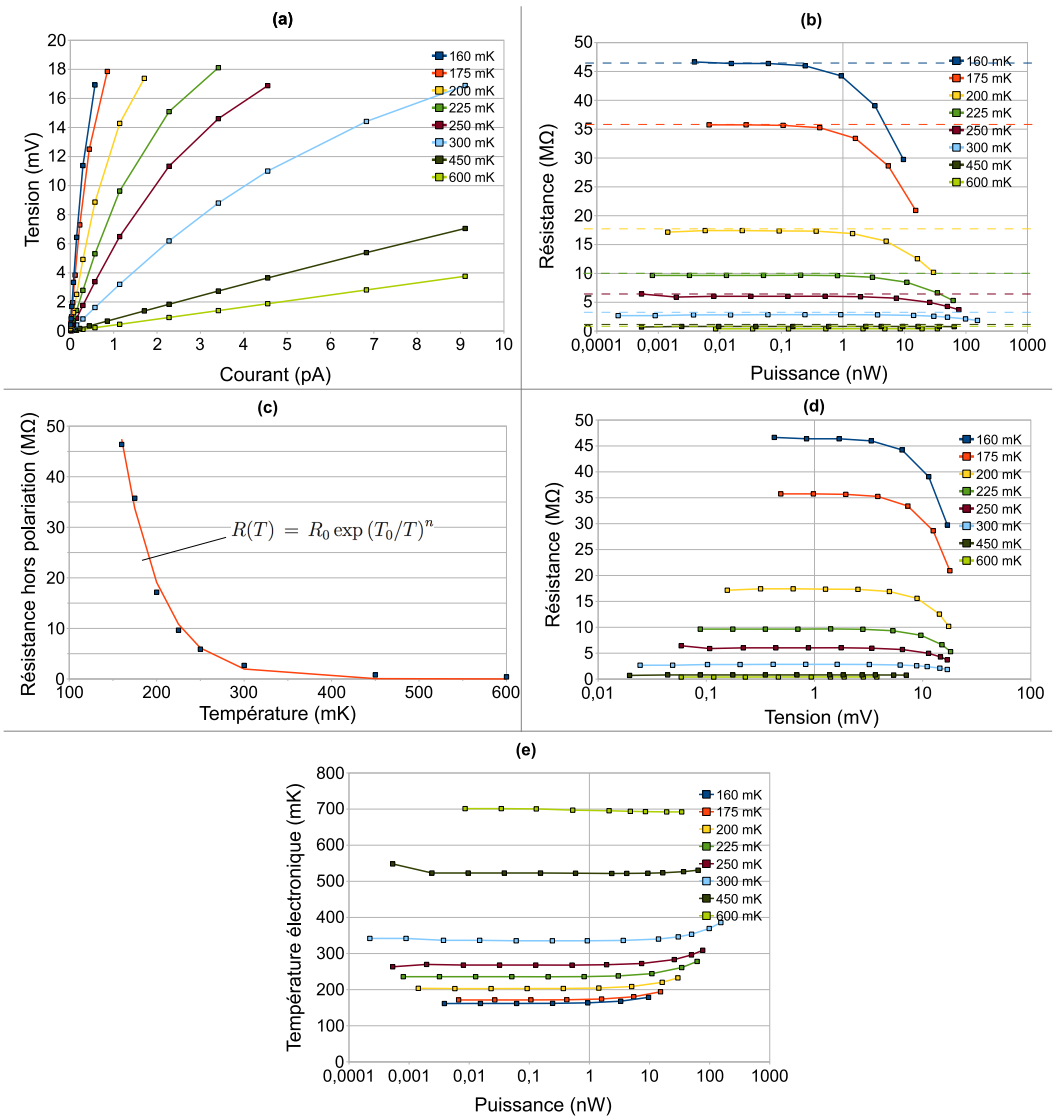


Figure 46 – *Exemple de caractérisation électrique d'un bolomètre. L'affichage des données expérimentales brutes* ***(a)*** *sous différentes formes* ***(b-e)*** *permet d'extraire les paramètres nécessaires à la modélisation des bolomètres. Ces mesures correspondent à l'échantillon présenté au III.2.3.1.*

De plus, nous assumons un facteur de couplage électrons-phonons $G_{e-ph} = 60$ W.K^{-5}.cm^{-3}, valeur typique pour les films de NbSi avec une concentration en niobium proche de 9 %, comme l'ont montré de nombreuses expériences passées [29].

Ces précautions étant prises, la caractéristique $R(T)$ de nos bolomètres mono-antenne est correctement décrite par $n = 0.5$, $R_0 = 2150\ \Omega$ et $T_0 = 4.6$ K, sur la plage $100 - 550$ mK. Pour le lot de 9 bolomètres mesurés, la dispersion des valeurs est d'environ 2 % pour R_0, et d'environ 5 % pour T_0. Ces pixels montrent donc une bonne homogénéité, avec une résistance de 1 M$\Omega \pm 15$ % à 100 mK. Le coefficient adimensionnel de température est d'environ 3. Ces valeurs sont bien adaptées à l'électronique de lecture.

Conductance thermique

En supposant, ce qui est raisonnable, que chauffer les bolomètres par l'intermédiaire du cryostat ou par une puissance électrique est équivalent, on déduit la conductance thermique reliant un détecteur au bain cryogénique en deux étapes :

- On inverse la loi de température $R(T_e) = R_0 \exp{(T_0/T_e)^n}$, où la température des électrons sous polarisation électrique T_e est maintenant le paramètre libre.
- On trace la caractéristique *température des électrons – puissance électrique* dissipée (exemple *figure 46-e*), et on ajuste la courbe en prenant en compte le découplage électrons-phonons et la conductance thermique G de la membrane entre le bain cryogénique et les bolomètres.

Les conductances thermiques mesurées sont de l'ordre de 0.2 nW.K^{-1} à 100 mK, valeur bien adaptée à la puissance de fond attendue pour les observations depuis le télescope de l'IRAM.

Réponse électrique

On exploite également la caractéristique *tension – puissance électrique* pour déterminer la réponse électrique $S_{el} = dV/dP$ (V.W^{-1}). Les mesures optiques présentées à la section suivante, permettront, connaissant cette sensibilité électrique, de déterminer l'efficacité d'absorption des antennes.

Nous avons mesuré une réponse électrique $S_{el} \sim 1.5\ 10^8$ V.W^{-1} pour un courant de polarisation typique de 2 nA.

Bruit

Un bruit d'origine non optique, de l'ordre de 100 nV.Hz$^{-1/2}$, a été mesuré sur la plage $0.1 - 10$ Hz, indépendamment du pixel et pour une polarisation en courant typique de l'ordre du nano-ampère. Ce bruit est bien supérieur au bruit attendu (facteur ~ 10 sur le bruit Johnson). Cette observation a été faite de façon générale sur les couches de NbSi haute-impédance. Puisque le

bruit est indépendant du type d'antenne, il est nécessairement lié au thermomètre. Nous avons également observé une dépendance du bruit avec la sensibilité du thermomètre.

Une explication possible est basée sur un échauffement local dans la couche de NbSi, sous l'effet du courant de polarisation, ceci conduisant à la situation instable décrite par le cycle suivant : variation locale de l'échauffement, et donc de la résistivité - redistribution de la densité de courant - redistribution des points chauds - etc.

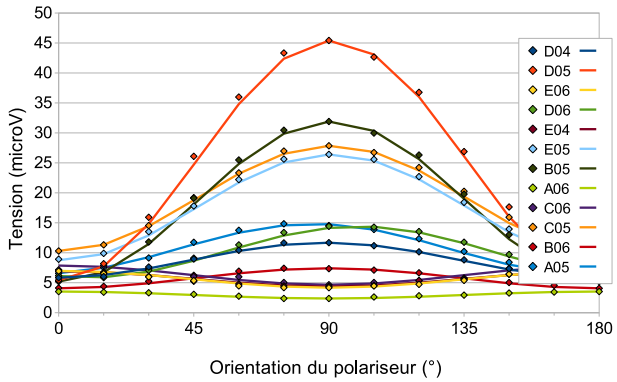
Puisque le bruit est lié à la densité de courant, l'utilisation de thermomètres plus épais (ou de rapport longueur/largeur plus faible) devrait permettre de réduire le bruit. Toutefois, comme la capacité thermique dépend principalement du thermomètre, une contre-partie serait l'augmentation de la constante de temps. Des mesures préliminaires [6] ont montré un temps de réponse inférieur à 10 ms. Pour une application au sol, où la vitesse de balayage est généralement relativement lente, une constante de temps de $\sim$ 100 ms resterait acceptable. Une marge de manœuvre existe donc pour la réduction du bruit.

2.2.3 Performances optiques

La meilleure réponse optique a été mesurée avec le modèle (III). Nous avons mesuré une sensibilité optique de 12 μV.pW^{-1}. En considérant la sensibilité électrique déterminée précédemment, on en déduit une efficacité d'absorption optique de l'ordre de 8 %, pour une source non polarisée. L'absence de *backshort* pour cette mesure [7] et la sensibilité privilégiée à une seule direction de la polarisation rend ce résultat relativement satisfaisant. Compte tenu du bruit en excès mesuré de 100 nV.Hz$^{-1/2}$, on aboutit à une sensibilité en puissance de 8 10^{-15} W.Hz$^{-1/2}$. Cette sensibilité limite actuellement l'intérêt de tels détecteurs aux applications terrestre.

Des mesures comparatives sur les différentes géométries de pixels sont résumées par la réponse à une source polarisée, présentée en *figure 47*. Les valeurs présentées dans le tableau l'accompagnant correspondent à la moyenne par géométrie d'antenne. Une illumination uniforme des détecteurs a été utilisée pour cette expérience. La *cross–polarization* est définie selon le modèle présenté au *II.3.7*, tandis que la réponse normalisée est définie comme le signal lorsque la polarisation optique est alignée avec la direction de l'antenne, et est donnée relativement aux pixels sans antenne (I).

6. Réponse à une modulation mécanique de la puissance optique.
7. Un plan absorbeur avait été utilisé pour mieux comprendre la réponse des détecteurs.



Type	Pixel	Max		Min/Max (%)	
I	D04	11,7	11,2	50	48
	D06	14,4		41	
	B06	7,4		55	
II	E06	7,0	6,3	60	62
	E04	7,0		63	
	A06	3,5		67	
	C06	7,9		59	
III	D05	45,4	38,7	12	14
	B05	31,9		16	
IV	E05	26,4	23,0	33	38
	C05	27,9		37	
	A05	14,9		44	

Figure 47 – *Les mesures optiques avec un rayonnement polarisé ont montré des comportements propres à la géométrie des pixels.*

On note que les pixels sans antenne ne sont pas inertes. Du fait que le dissipateur et les pistes absorbent une part du rayonnement, ces pixels sont optiquement sensibles, et plus spécifiquement dans la direction des pistes.

Pour le dessin (II), la réponse s'est révélée, de façon surprenante, plus faible que celle des pixels sans antenne. Une explication a pu été apportée *a posteriori* : l'empilement constitué de la piste en niobium, de l'isolant électrique et de (la partie intérieure de) l'antenne forme une capacité co-planaire. Celle-ci est caractérisée par une surface $S \sim 1200\ \mu\text{m}^2$, une distance entre plans $e = 100$ nm et une permittivité diélectrique $\epsilon_{SiN} \sim 4$. Une capacité de ~ 0.4 pF en résulte. A la fréquence du rayonnement (150 GHz), l'impédance, dominée par le comportement capacitif, est de $1/2.\pi.f.C \sim 2.5\ \Omega$, valeur très faible devant la résistance du dissipateur. Les courants générés d'un côté de l'antenne sont en conséquence libres de traverser de l'autre côté (où ils sont ré-émis) à travers la couche isolante et la piste en niobium, sans être dissipés. De la même façon, les courants générés dans la ligne peuvent circuler via la couche isolante et l'antenne sans être absorbés.

Pour ces mêmes antennes, la *cross–polarization* est plus élevée que celle des pixels sans antenne, ce qui peut être simplement expliqué par la compétition entre l'absorption par l'antenne et l'absorption par la piste. Le maximum de réponse correspond toutefois à la direction de l'antenne, ce qui montre qu'elle absorbe mieux que la piste.

Des résultats plus satisfaisants ont été observés pour le modèle (III) : la sensibilité et la *cross–polarization* sont tous deux bien meilleurs que celles

des pixels sans antenne.

Le dessin (IV) présente une sensibilité moindre que le dessin (III), ce qui est en bon accord avec les bandes passantes prévues des antennes. Un plus faible rapport entre la taille de l'antenne et celle du dissipateur explique que la *cross–polarization* soit supérieure pour ce dessin.

2.3 Perspectives - autres concepts

2.3.1 Pixels multi-antennes

Les bolomètres à antennes de type (III), présentés au *III.2.2*, sont bien adaptés à l'absorption d'une onde à 2 mm ainsi qu'à un échantillonnage satisfaisant au critère de Shannon. Cependant la réalisation de membranes suffisamment larges pour recueillir l'antenne est difficilement réalisable avec un remplissage jointif du plan détecteur, à cause des contraintes mécaniques. L'amélioration de cette géométrie passera donc par l'optimisation d'une antenne à cheval sur la membrane suspendue et le *wafer* de silicium, ce qui la rend plus contraignante.

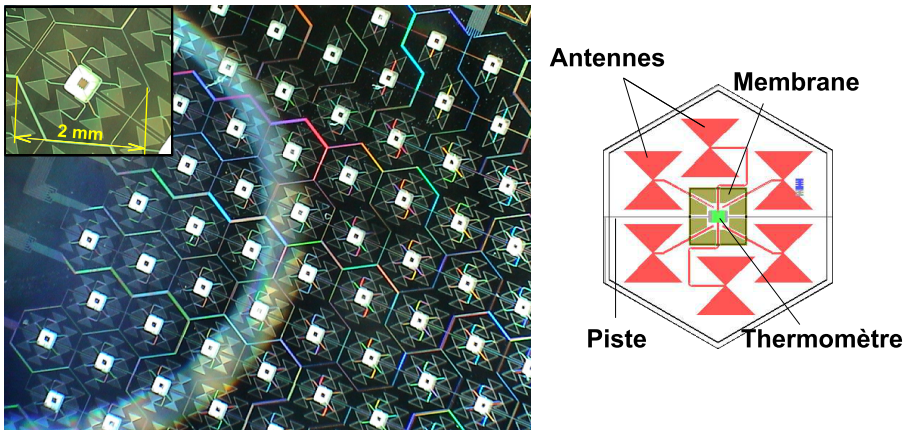


Figure 48 – *Un pixel comportant six antennes (vue de détail) a été utilisé pour réaliser des matrices de 204 pixels sur des wafers de 2 pouces.*

Nous avons donc commencé à travailler sur un dessin alternatif, présenté en *figure 48*, tirant bénéfice de la fabrication et de la compréhension des antennes. Dans ce cas, les antennes sont déposées au-dessus du silicium et connectées par des pistes supraconductrices aux bolomètres suspendus sur des membranes. Absorber le rayonnement à travers le silicium permet d'utiliser

des antennes de taille réduite, pouvant être disposées autour de la membrane. Du fait de l'indice optique du silicium ($n = 3.45$), comparativement à celui du nitrure de silicium ($n = 2$), une réduction des dimensions de l'antenne par un facteur d'environ deux est nécessaire.

Pour conserver la même section efficace d'absorption sans augmenter inutilement le nombre de détecteurs au-dessus du critère de Shannon, six antennes sont connectées à un même dissipateur et la distance inter-pixel est conservée à 2 mm. Les courants générés dans chacune des antennes sont convertis de façon non-cohérente en énergie thermique dans le dissipateur. Le signal résultant est donc proportionnel à la somme linéaire des puissances optiques perçues par chacune des antennes.

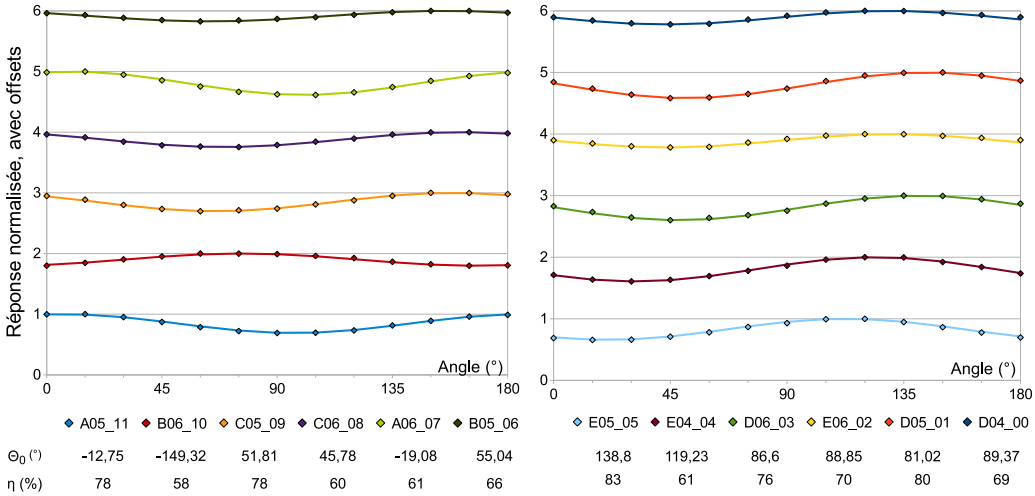


Figure 49 – *La réponse à un signal optique polarisé présente une disparité non comprise à ce jour.* Θ_0 *correspond à l'angle pour lequel le signal est maximum, tandis que* η *est la cross–polarization.*

Des mesures préliminaires ont été réalisées, montrant une réponse à la lumière, mais avec une efficacité d'absorption de l'ordre de 10 %, inférieure à celle obtenue pour le modèle (III) décrit précédemment. De plus, nous avons mesuré une réponse à la polarisation non régulièrement orientée et non alignée avec la direction des antennes (*figure 49*). Une *cross–polarization* nettement plus importante que dans le cas des antennes uniques laisse supposer que l'absorption est plus compliquée qu'envisagé. On notera toutefois que la réalisation d'une carte avec une source non polarisée a conduit à un lobe typique représenté par la *figure 50*. La géométrie raisonnablement gaussienne du lobe permet de penser que l'absorption se fait de manière homogène sur

chacune des antennes. Une mesure semblable à plus haute résolution angulaire permettrait de confirmer ce point.

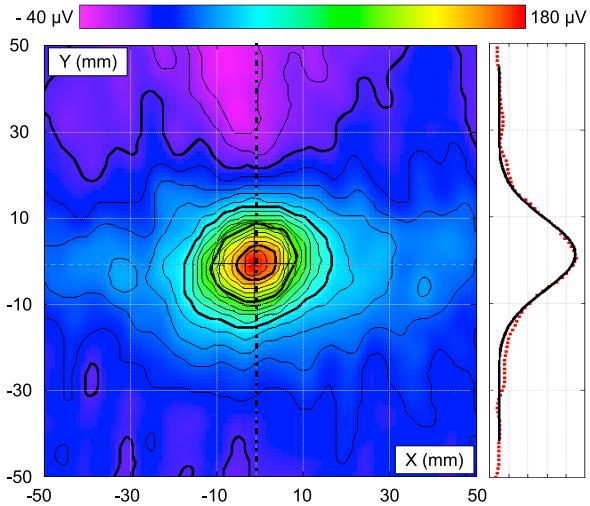


Figure 50 – *Une géométrie raisonnablement gaussienne a été mesurée pour les lobes des pixels à six antennes, attestant d'une absorption sur toute la surface du pixel.*

2.3.2 Bolomètres à électrons chauds

Les conceptions des bolomètres présentés précédemment sont complexes, du fait du découplage thermique nécessaire entre l'ensemble *absorbeur + thermomètre* et le bain cryogénique. L'utilisation de phonons comme médiation de l'énergie, entre les photons du rayonnement et les électrons du thermomètre (responsables de la variation de résistance), peut être évitée en absorbant directement les photons dans une couche à la transition *supraconducteur – normal* servant à la fois d'absorbeur et de thermomètre. Des études menées dans le cadre de la collaboration *DCMB* ont montré que le Nb_xSi_{1-x} peut satisfaire à ces deux fonctions [34]. Le contrôle du découplage électrons-phonons permet de plus de se passer de membrane.

La fabrication des échantillons s'en trouve simplifiée, puisque le seul dépôt de la couche NbSi et des contacts suffit. La géométrie de celle-ci est par contre déterminante pour les différents paramètres des détecteurs :

- le couplage optique est déterminé par la géométrie et la résistance surfacique de la piste,
- la sensibilité à la polarisation est fonction de la géométrie de la piste,

- le découplage électrons-phonons est paramétré par le volume de la couche NbSi,
- la température de transition supraconductrice peut être pilotée par la concentration de niobium,
- la résistance à l'état normal peut être choisie par la géométrie et la composition de la couche. Il est notamment possible d'adapter la résistance du thermomètre pour l'adapter au choix à une électronique à base de transistors JFET ou de SQUID.

Une première matrice de bolomètres basés sur ce principe, a été caractérisée optiquement dans la *CAMERA*. Une vue d'ensemble de la mesure est présentée par la *figure 51*. Cet échantillon compte 204 pixels, gravés sur un *wafer* de 2 pouces. Une résistance du thermomètre de quelques MΩ, au milieu de la transition supraconductrice, a été volontairement obtenue de façon à permettre la lecture avec l'électronique de lecture développée pour les bolomètres à semi-conducteur.

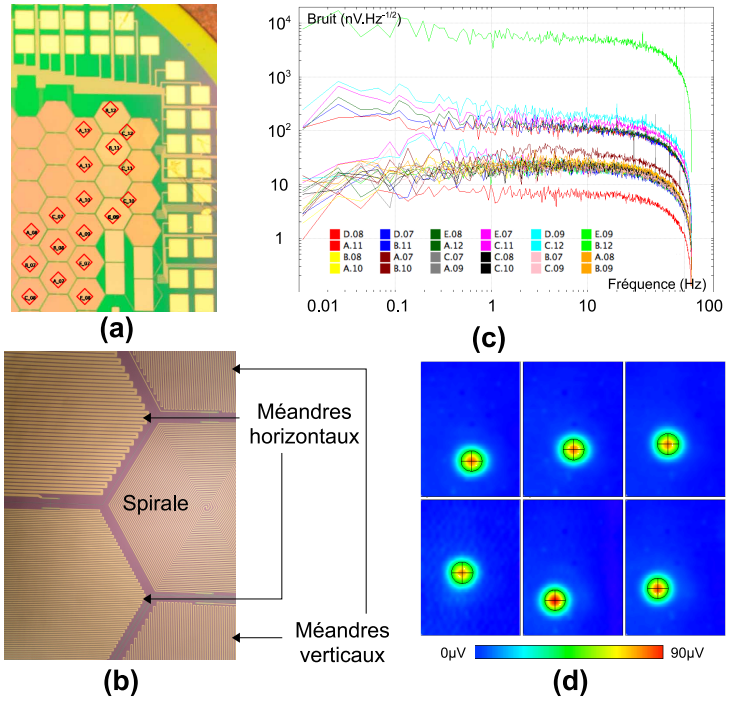
Le point de fonctionnement de chacun des détecteurs est placé dans la transition supraconducteur-normal, tout d'abord en régulant la température du porte-échantillon, juste en-dessous de la température de transition, puis en ajustant individuellement les courants de polarisation des thermomètres de chaque pixel. La polarisation en courant d'un bolomètre à coefficient de température positif peut entraîner une instabilité thermique : la puissance Joules entraîne une augmentation de la résistance, impliquant à son tour une augmentation de la puissance dissipée, et ainsi de suite. Néanmoins, l'augmentation de la température du thermomètre entraîne également une augmentation de la puissance transmise au travers de la fuite thermique. Un nouvel équilibre peut être atteint si les deux puissances mentionnées s'équilibrent.

Plusieurs géométries de méandres sont présentes sur cet échantillon de test (*figure 51-b*) : une géométrie en spirale, équilibrée au niveau des directions de polarisation ; une géométrie en serpentin, privilégiant une direction de polarisation. Pour cette dernière géométrie, plusieurs largeurs de piste ont été utilisée.

Les mesures réalisées ont permis de :
- Estimer la sensibilité optique des détecteurs : pour une source non polarisée, nous avons calculé une valeur de $2 \cdot 10^{-15}$ W.Hz$^{-1/2}$.
- Valider les capacités d'imagerie de ces détecteurs : lobes gaussiens et pas de diaphonie visible, notamment (*figure 51-d*).
- Mesurer la sensibilité à la polarisation de différents motifs. Les résultats, présentés en *figure 51-e*, sont en bon accord avec les prédictions

liées aux géométries des méandres. Une *cross–polarization* moyenne inférieure à 10 % a notamment été obtenue pour une des géométries (méandres fins).

Ces mesures optiques ont également permis, connaissant la réponse électrique des détecteurs, de déterminer une efficacité optique d'environ 8 %, pour une source non polarisée, soit $\sim$ 15 % pour une source polarisée dans l'axe des méandres. On notera que ces mesures ont été effectuées sans plan réflecteur derrière l'échantillon.



Type	Pixel	η_{pol} (%)	
Spiral	C10	63	60
	C12	57	
Large	B09	20	30
	B11	41	
Moy	B12	25	25
Fin	A07	6	8
	A08	5	
	A09	7	
	A10	10	
	A11	14	
	A12	23	
	B07	4	
	B08	6	
	C07	7	
	C08	5	
	E07	5	
	E08	7	
90°	C11	68	68

(e)

Figure 51 – ***(a)*** *Vue d'une portion de la matrice et positions mesurées des lobes. Le décalage des pixels sur la droite est dû à un balayage trop étroit.* ***(b)*** *Différentes géométries de méandres sont présentes sur l'échantillon.* ***(c)*** *Spectre de bruit et* ***(d)*** *réponse au chopper, utilisés pour déterminer la sensibilité.* ***(e)*** *Cross–polarization pour les différents pixels et géométries mesurés : motif en spiral ou en méandre, avec différentes épaisseurs de ligne (Large, Moyenne, Fine) et orientation (1 pixel à 90° par rapport aux autres).*

La première mesure optique de cette génération de détecteurs présente des résultats encourageants. Compte tenu d'un découplage électrons-phonons inversement proportionnel à T^4, un gain significatif en sensibilité peut être

attendu en travaillant à plus basse température (les mesures présentées ici ont été effectuées à 200 mK environ).

2.4 Multiplexage

Comme nous l'avons déjà évoqué, le multiplexage doit accompagner le développement de grandes matrices de détecteurs, afin de satisfaire aux contraintes d'encombrement et de puissance de la cryogénie. Dans cette section, nous présentons le principe, le développement et les résultats d'un système de multiplexage temporel pour la lecture de bolomètres haute-impédance.

2.4.1 Principe du multiplexage

Le multiplexage temporel consiste à connecter successivement chacun des détecteurs à une même chaîne d'acquisition pour échantillonner leurs mesures. L'aiguillage de chaque détecteur à la chaîne de mesure se fait par l'utilisation d'interrupteurs commandés.

TES et SQUIDS

Un développement important existe pour la lecture des bolomètres basse-impédance. Le multiplexage des TES est réalisé par l'utilisation de matrices de SQUIDs [35]. La micro-fabrication permet d'envisager de très grandes matrices sans complexifier la mise en œuvre. En revanche, elle ne permet pas la sélection ou le remplacement des éléments. Le rendement de l'instrument peut alors être limité par le rendement de fabrication des SQUIDs. Ceux-ci présentent également l'inconvénient d'être très sensibles à l'environnement électromagnétique et demandent des précautions particulières concernant ce point.

Bolomètres haute-impédance

Dans ce chapitre, nous nous intéressons au multiplexage des bolomètres haute-impédance. Dans leur cas, les commutations sont généralement réalisées par des transistors [8].

Le multiplexage n'a bien sûr d'intérêt que s'il intervient au plus près des détecteurs, avant la préamplification et avant même la traversée de l'étage cryogénique le plus froid. Il doit donc fonctionner à très basse température,

8. On pourrait également envisager l'utilisation de micro-interrupteurs thermiques, pilotés par fibres optiques, ou encore des nano-switchs supraconducteurs.

typiquement à 100 mK. Il doit de plus garantir une impédance à l'état bloqué très supérieure à la résistance des bolomètres, sans quoi l'ensemble des bolomètres influerait sur la mesure effectuée à chaque temps de multiplexage.

Les systèmes de multiplexage existants sont basés sur des transistors MOSFET courants. Ces transistors étant bruyants ($\sim 3\ \mu\text{V.Hz}^{-1/2}$), il est nécessaire de travailler avec des thermomètres dont la résistance est de l'ordre du GΩ, pour que le bruit d'électronique reste faible devant celui des détecteurs. Pour conserver une sensibilité correcte, il est alors nécessaire de concevoir des thermomètres à très haut coefficient de température et de les polariser suffisamment. Les contraintes de réalisation se font alors fortement sentir, notamment en ce qui concerne l'uniformité des détecteurs. On notera que l'instrument PACS, embarqué sur le satellite HERSCHEL, exploite un tel multiplexage [36].

Solution de multiplexage haute-impédance

Le développement de transistors adaptés aux contraintes citées précédemment a été entrepris au LPN, permettant le développement d'un système de multiplexage original [37]. Des Transistors à Haute Mobilité d'Electrons (HEMT, *High Electron Mobility Transistors*) ont été réalisés à une échelle nanométrique. Une géométrie basée sur un Contact Ponctuel Quantique (ou QPC - *Quantum Point Contact*) permet un effet transistor, avec des tensions faibles (< 100 mV) et des courants de fuite de grille inférieur à 0.1 pA dans leur première réalisation.

Le principe du multiplexage, décrit en détail dans la référence citée ci-dessus, peut être sommairement résumé par les *figures 52-a,b,c*, montrant les différentes phases de la lecture d'une voie de multiplexage. Selon ce principe, à chaque détecteur, symbolisé par la résistance R_b, est associé un condensateur d'intégration, C_b, ainsi qu'un transistor K_b.

a - Mesure : le bolomètre i est connecté à l'amplificateur (K_i fermé). Une charge Q est injectée dans C_{bi} à travers C_c à $t = 0$ et un courant I est maintenu durant tout le temps de la mesure, afin de maintenir une tension de mesure V_m constante. V_m dépend de la tension V_{bi} à $t = 0$ et du décalage Q/C_c imposé.

b - Intégration : le bolomètre i est déconnecté (K_i ouvert). Les variations de R_{bi} modulent la décharge de la capacité C_{bi}.

c - Référence : la référence R_{ref} est connectée à l'amplificateur. La tension V_{ref} mesurée définit le niveau 0 pour V_{out}.

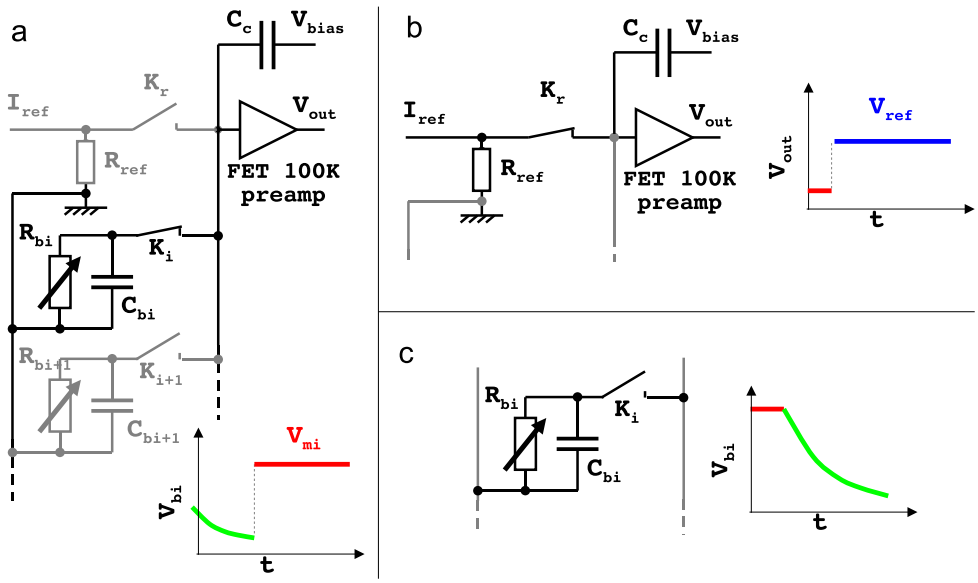


Figure 52 – *Une lecture séquentielle de chacun des bolomètres R_i* ***(a)*** *et d'une référence donnée par R_{ref}* ***(b)*** *est réalisée. Entre deux mesures, la variation de résistance des bolomètres est intégrée dans la décharge d'une capacité C_b* ***(c)****.*

La charge Q et le courant I sont définis pour avoir un équilibre des tensions V_m et V_{ref} sous une charge optique de référence. Les variations du flux lumineux entraînent alors un déséquilibre entre ces deux tensions, image de la puissance absorbée par le bolomètre.

Des contraintes sur ce circuit portent sur les temps de décharge des condensateurs C_b. Le temps de décharge doit être grand devant le temps de cycle nécessaire à la lecture de tous les bolomètres. Ceci demande une certaine homogénéité des détecteurs.

Pour une architecture optimisée, la tension de référence peut être distribuée à toutes les voies de multiplexage. Pour M temps de multiplexage et N détecteurs, le nombre de connexions nécessaires à la sortie de l'étage le plus froid serait alors de $(N/M + 2) + (M + 1)$. Pour un nombre de temps de multiplexage important, la commande des grilles pourrait être pilotée à basse température [35], réduisant le nombre de connexions nécessaires.

Une augmentation du bruit d'un facteur $\sim \sqrt{M}$ est intrinsèque au multiplexage. Un maximum pour le facteur M est en conséquence défni par la condition que le bruit d'électronique doit rester inférieur au bruit de détecteur. Compte tenu de ce facteur maximum, il est nécessaire de multiplier les

voies de multiplexage pour lire le nombre de détecteurs désirés.

L'article cité précédemment présentait des résultats encourageants, avec un bruit de 30 nV.Hz$^{-1/2}$ pour un groupe de huit résistances (de 10 − 70 MΩ). La fabrication des transistors présentait toutefois des dispersions, difficilement compatibles avec une extension de l'échelle. La fabrication des QPC-HEMTs a été améliorée et une nouvelle génération a vu le jour. Ces QPC-HEMTs, encapsulés dans des boîtiers de type TSSOP-16, standard et compacts, ont permis de développer un circuit de multiplexage destiné à la lecture complète des matrices de 204 pixels.

La suite de ce chapitre présente les avancées dans la réalisation du système de multiplexage grâce à la mise en œuvre de cette nouvelle génération de transistors.

2.4.2 Dispositif de test

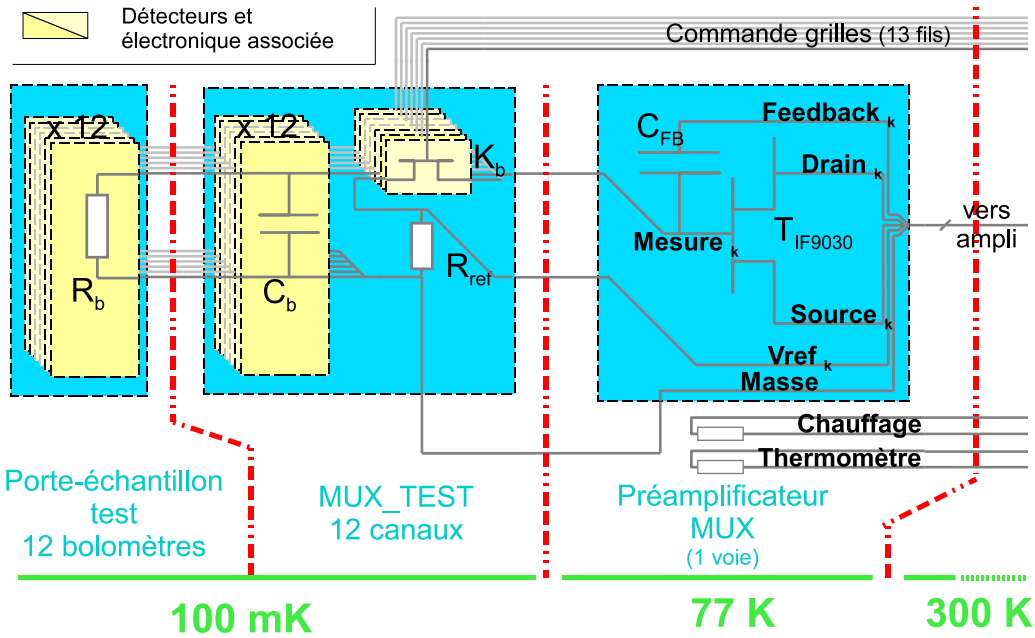


Figure 53 – *Le circuit de test de multiplexage permet la lecture multiplexée de 12 résistances. Le nombre de connexions entre l'étage froid et l'étage de préamplification est fortement réduit.*

La multiplication du nombre de QPC-HEMTs rajoute le problème de l'uniformité de ceux-ci : pour limiter les courants de fuite et le bruit résultant,

il est nécessaire que les tensions V_{off} et V_{on}, permettant respectivement de bloquer et de rendre passant chacun des transistors, soient le plus homogène possible sur l'ensemble des transistors.

Un circuit de test a été fabriqué pour permettre la caractérisation des interrupteurs. Son architecture, donnée en *figure 53*, définit un unique groupe de 12 détecteurs (symbolisés par les résistances R_b). Les condensateurs d'intégration (C_b) sont montés à proximité des puces de transistors et celles-ci sont montées sans soudure dans des supports de test. La commande des grilles des transistors, isolée du reste du circuit par un plan de masse, permet de connecter l'un des 12 détecteurs ou la référence à l'étage d'amplification.

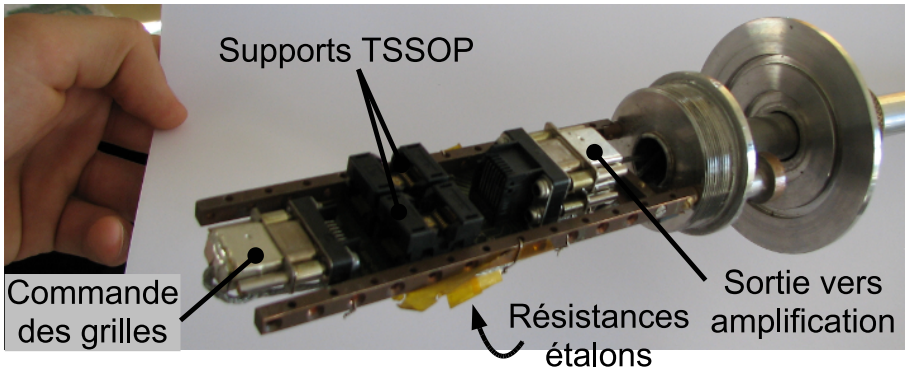


Figure 54 – *Circuit de test du multiplexage monté sur une canne cryogénique pour la caractérisation des transistors à* 4 K.

Seulement deux fils sont nécessaires pour interconnecter la voie de multiplexage, à la température des détecteurs, et le préamplificateur, à 100 K environ. C'est 12 fois moins que pour la lecture non-multiplexée. Après l'adaptation d'impédance bas-bruit réalisée par le préamplificateur, 5 fils sont nécessaires pour la connexion à l'amplificateur, à température ambiante. C'est ici près de 14.4 fois moins que pour la lecture non-multiplexée. La commande des grilles nécessite 14 fils supplémentaires, ce qui est conséquent relativement au nombre de fils cités précédemment, mais ce besoin est indépendant du nombre de voies de multiplexage mises en œuvre.

Ce dispositif peut être monté dans la *CAMERA* et permet alors la mesure de 12 bolomètres d'une matrice 204 pixels montée dans un porte-échantillon de test. Cette configuration a permis les premiers tests à 100 mK du dispositif de multiplexage.

Le même dispositif a également été monté à l'extrémité d'une canne cryogénique (*figure 54*). Des résistances étalons, stables entre 300 K et 4 K, remplacent alors les bolomètres. L'encombrement limité permet l'insertion du

dispositif dans une bouteille d'hélium liquide, ce qui permet un refroidissement très rapide des puces à 4.2 K. A cette température, les courants de fuite sont suffisamment faibles pour que le multiplexage fonctionne normalement. Ce dispositif a permis de déterminer, pour chaque couple de puces, les niveaux des tensions de commande V_{on} et V_{off} nécessaires au bon fonctionnement du multiplexeur.

Dans un premier temps, on commande alternativement la mesure sur la référence, en imposant une tension de grille V_{on} élevée ($\sim$ 200 mV) sur K_{ref}. Les autres transistors sont commandés avec une tension de grille V_{off}. La tension initiale de $\sim$ 200 mV est progressivement réduite, jusqu'à ce que le signal mesuré prenne une valeur stable, imposée par la tension de référence appliquée et correspondant à une ouverture correcte de tous les transistors. Ce seuil définit la tension d'ouverture des transistors, V_{off}, pour ces deux puces.

Dans un second temps on commande le multiplexeur suivant le principe de fonctionnement normal, en commandant la fermeture de chaque transistor K_b au temps de multiplexage réservé au bolomètre R_b. En augmentant la tension de fermeture, à partir d'une valeur égale à V_{off}, on observe l'établissement du courant dans les transistors. La tension de fermeture effective, V_{on}, correspond à celle qui permet une transition franche entre la tension de référence et la tension liée à la lecture d'un détecteur.

La *figure 55* présente les mesures pour cinq couples de puces de transistors. Ces résultats montrent :

- pour certains couples, une très bonne homogénéité (*TSSOP 21-22 et 23-24*),
- pour d'autres, une grande disparité (*TSSOP 15-16, 17-18, 19-20*),

La disparité des tensions de commande sur l'ensemble des transistors pose un problème pour la lecture d'un grand nombre de détecteurs. En effet, l'ensemble des transistors est piloté par les mêmes tensions V_{on} et V_{off}. Ces tensions doivent donc encadrer l'ensemble des plages de commutation des transistors..

Ces mesures ont permis de sélectionner un certain nombre de puces compatibles entre elles pour équiper une partie du circuit multiplexeur 216 canaux, destiné à équiper la *CAMERA* et qui fait l'objet du paragraphe suivant.

2.4.3 Prototype 216 canaux

L'architecture du prototype 216 canaux reproduit en dix-huit exemplaires celle du circuit de test (*figure 56*). Le regroupement de ces dix-huit voies de

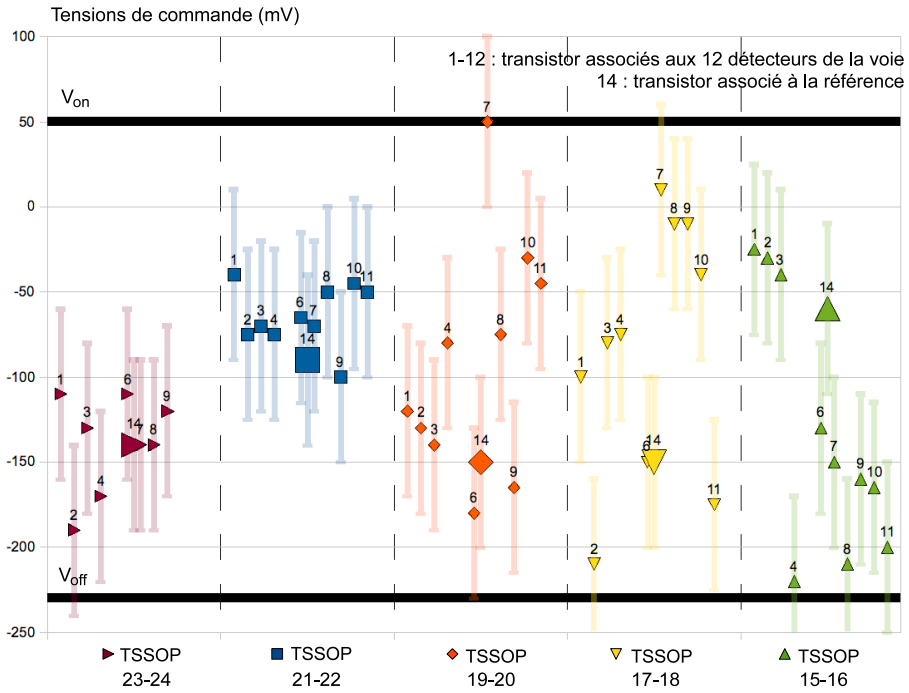


Figure 55 – *Tensions de commande pour 5 paires de puces TSSOP. Pour chaque transistor le segment vertical représente la plage de commutation. Pour piloter simultanément les puces, les tensions d'ouverture (V_{off}) et de fermeture (V_{on}) doivent borner l'ensemble des plages de commutation. Les transistors en dehors de la plage rendront impossible la lecture des détecteurs associés.*

multiplexage par groupes de six définit matériellement trois voies d'instrumentation. Ceci permet le regroupement d'éléments tels que les chauffages et thermomètres des préamplificateurs, ainsi que des logiques de commande, tout en permettant une modularité de la chaîne globale (et donc du nombre de détecteurs).

Pour permettre l'intégration des dix-huit voies de multiplexage, nécessaires à la lecture de 216 détecteurs, les puces de transistors, les condensateurs d'intégration et les résistances de référence sont soudés sur le porte-échantillon-même (*figure 57*). Ceci renforce l'importance d'avoir sélectionné au préalable les composants.

Chacun des bolomètres de la matrice est connecté au circuit imprimé par l'intermédiaire de pointes à ressort, permettant un montage et démontage facile des matrices de détecteurs, sans soudure. Une conception du circuit-

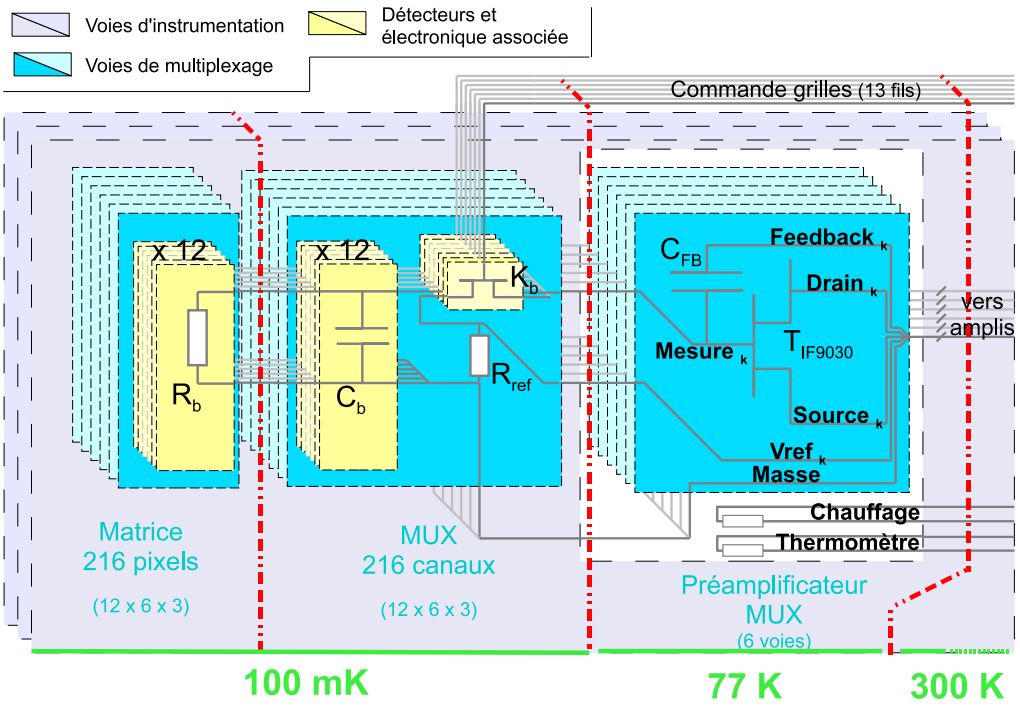


Figure 56 – *Une voie de multiplexage regroupe* 12 *détecteurs. Chacun de ses groupes est lu par une électronique modulaire, dont une partie est montée à basse température. Une résistance de précision montée à la température des détecteurs permet une mesure avec référence, permettant de limiter le bruit basse fréquence.*

imprimé en quatre couches permet de confiner les signaux de commande des grilles entre des plans de masse. Des reliefs spécifiques sur le boîtier mécanique complètent le confinement au niveau du connecteur.

La modularité de la chaîne de mesure satisfait aux besoins du travail en laboratoire, mais limite la densité d'intégration. L'architecture actuelle de la *CAMERA* est capable d'accueillir 14 voies d'instrumentation (comportant chacune 6 voies de lecture multiplexée), la limite étant définie par le nombre de boîtiers préamplificateurs qu'il est possible de monter à l'intérieur du cryostat. En conservant un multiplexage en 12 temps, il serait alors possible de lire 1008 détecteurs (14). Pour notre prototype de 216 pixels, 50 fils doivent être montés à 100 mK, soit 18 de plus que le minimum envisageable, mais près de 4 fois moins que pour une lecture non-multiplexée.

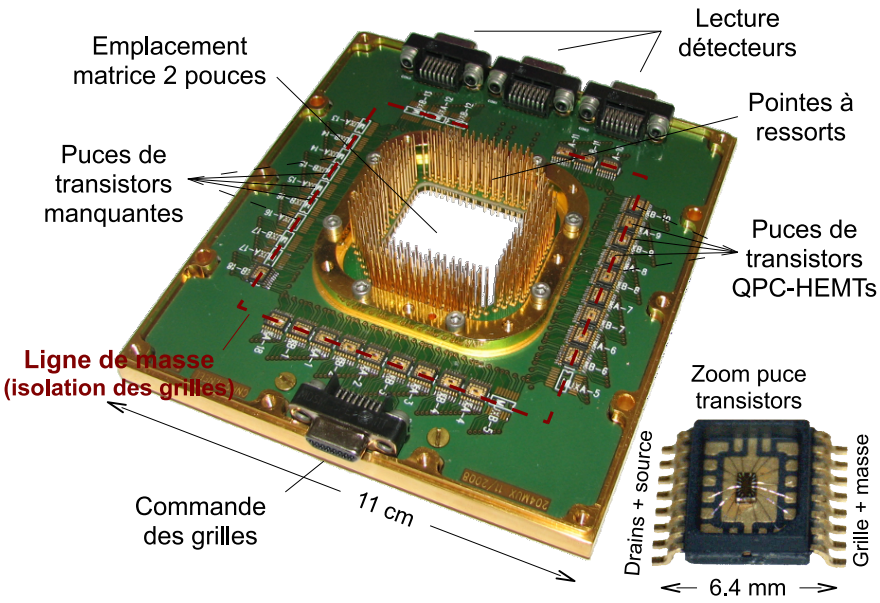


Figure 57 – *Ce prototype doit permettre la lecture multiplexée d'une matrice de 204 bolomètres, à proximité immédiate de l'échantillon. Un peuplement partiel des puces de transistors a déjà permis la lecture simultanée de près de 75 détecteurs.*

2.4.4 Résultats

Des mesures préliminaires ont permis de :

- tester la chaîne composée de la carte électronique, des préamplificateurs, des amplificateurs et des harnais,
- démontrer les capacités d'imagerie avec la lecture multiplexée : pas de diaphonie visible entre les pixels d'une même voie de multiplexage (voir *figure 58*).

Pour des raisons de temps disponible, les conditions de mesure n'ont pas été optimisées : pas d'amortisseur pour limiter les vibrations dues à l'environnement (*pulse-tube*, banc de dilution,...), pas de régulation de température du plan focal, pas de chauffage des préamplificateurs. Un bruit important était donc présent lors de la lecture des détecteurs. Une matrice de bolomètres à six antennes (2.3.1) avait été utilisée pour cette expérience. La sensibilité médiocre des détecteurs, déjà observée avant, explique également la faible qualité des images présentées.

Les performances du multiplexeur n'ont donc pas pu être évaluées de manière quantitatives lors de cette première mesure. On notera toutefois les ré-

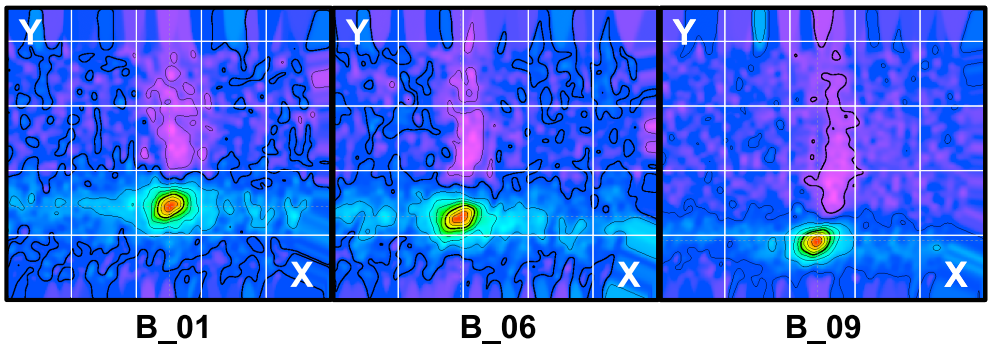


Figure 58 – *Les cartes XY réalisées avec le multiplexeur montrent des lobes indépendants, vierges de tout crosstalk entre les pixels d'une même voie.*

sultats portant sur la mesure du bruit, présentés en *figure 59*. L'homogénéité du bruit entre les détecteurs liés à un même couple de puces de transistors permet d'attribuer le bruit principal aux étages de préamplification et/ou d'amplification du signal.

Un travail de caractérisation soigné reste à faire sur ce circuit, afin de déterminer le bruit intrinsèque à la mise en œuvre du multiplexage. Des résistances étalons pourraient être utilisées à la place des bolomètres, néanmoins il n'est guère envisageable de monter 216 résistances de précision à la place d'une matrice. Les mesures n'ont seront donc possibles qu'avec une faible statistique.

Une nouvelle génération de QPC-HEMTs, développée au LPN, semble présenter une dispersion réduite des tensions de commande et doit équiper notre prototype de multiplexage. Celui-ci permettrait alors la caractérisation de matrices entières de détecteurs, apportant la statistique nécessaire à leur compréhension.

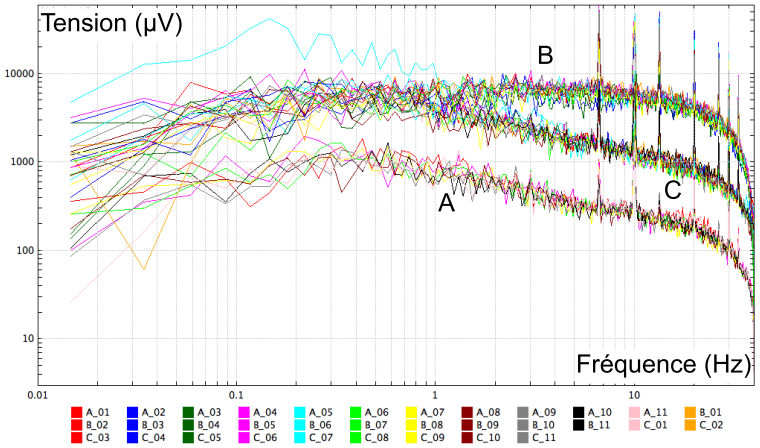


Figure 59 – *Les spectres de bruit réalisés avec le multiplexeur mettent en évidence l'existence d'un bruit d'origine électronique important, différent suivant les voies de multiplexage (A,B,C,...).*

Chapitre 3

Kinetic Inductance Detectors (KIDs)

Le développement des KIDs, à l'échelle mondiale, remonte à quelques années seulement. Comme nous le verrons, les avantages que présente cette technologie répondent particulièrement bien aux besoins actuels de l'astronomie (sub)millimétrique, à savoir la mise en œuvre de matrices de plusieurs milliers de détecteurs.

Nous aborderons tout d'abord le principe de ces détecteurs et leur organisation en matrices. Nous nous intéresserons ensuite à la mesure des KIDs, qui est un des points clé dans leur mise en œuvre et qui demande encore à mûrir. Des mesures réalisées sur différentes matrices illustreront enfin le développement de ces détecteurs et les problématiques subsistantes.

La partie IV s'intéressera également aux KIDs, puisque nous avons réalisé des mesures sur le radiotélescope de 30 mètres de l'IRAM avec de tels détecteurs en octobre 2009.

3.1 Définition des détecteurs

3.1.1 Principe

L'absorption de photons dans une ligne supraconducteur entraîne la formation de quasi-particules en cassant des paires de Cooper. Cette modification de l'équilibre des porteurs de charge entraîne une variation de l'inductance cinétique L_K de la ligne (liée à l'inertie des porteurs). En associant une capacité C à l'inductance de cette ligne supraconductrice [1], on constitue un résonateur, dont la fréquence f_0 est pilotée par l'absorption des photons.

1. La capacité de la ligne même peut également être utilisée.

En couplant ce résonateur à une autre ligne supraconductrice, appelée *ligne de transmission* (ou *feed line*), on définit un quadripôle dont la transmission est modulée par le circuit résonant (*figures 60-a et b*) :

$$S_{12} = S_{21} = S_{21}^{min} \frac{1 + 2\ j\ Q\ x}{1 + S_{21}^{min}\ 2\ j\ Q\ x}$$

$$\text{avec : } x = \frac{f_0 - f}{f_0}$$

Q est le facteur de qualité de la résonance. S_{21}^{min}, minimum de la transmission, fait intervenir le couplage entre le résonateur et la ligne de transmission. Le couplage de plusieurs résonateurs à une même ligne de transmission sculpte la réponse fréquentielle du quadripôle, permettant très simplement un multiplexage fréquentiel.

On notera que l'augmentation du nombre de quasi-particules entraîne, en plus d'un déplacement de la fréquence de résonance, une hausse des pertes dans le résonateur, et donc une diminution de la transmission au travers du quadripôle. Au final, la variation de la transmission suite à un changement de la puissance optique reçue par le détecteur peut être représentée par la *figure 60-c*. Sur ce schéma, la transmission est décrite par la réponse en amplitude et en phase du dispositif.

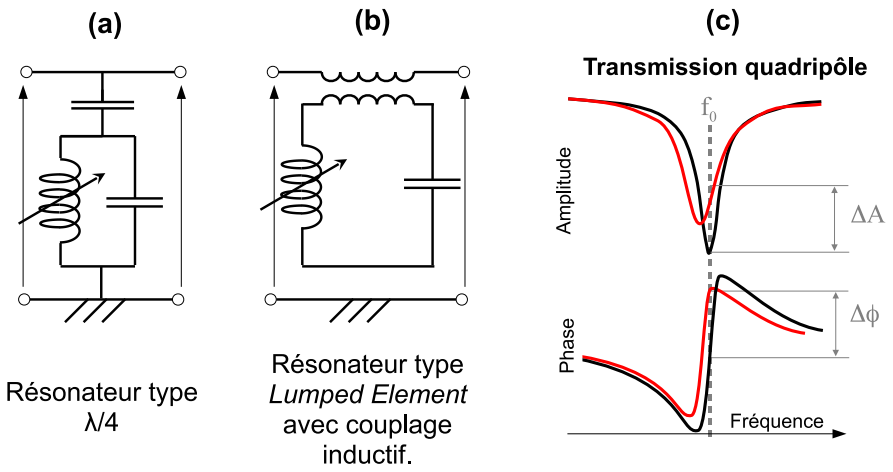


Figure 60 – ***(a)*** *Résonateur quart d'onde.* ***(b)*** *Résonateur type Lumped Elements. Le couplage des résonateurs à une ligne de transmission constitue un quadripôle dont la transmission en amplitude et en phase est représentée au* ***(c)****. L'illumination du résonateur déforme la résonance (noir → rouge).*

La quantification de la puissance optique vue par un détecteur exige la connaissance d'une loi d'étalonnage entre la puissance incidente et le signal mesuré. Une modélisation d'une telle loi est présentée ci-dessous.

On note T_c la température de transition de la ligne supraconductrice. Dans le cadre du modèle à deux fluides, simple mais toujours bien adapté pour expliquer nos données, les porteurs de charge, de densité n, se répartissent entre : d'une part les porteurs supraconducteurs, de densité n_s ; d'autre part les porteurs normaux, issus des paires de Cooper cassées, de densité n_{qp}. L'équilibre est défini, selon le modèle de deux fluides indépendants, par l'équation :

$$\frac{n_s}{n} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4$$

On considérera le cas où $n_{qp} \ll n$, vérifié pour $T \ll T_c$.

La profondeur de pénétration du champ magnétique λ_L est modulée par la densité des porteurs supraconducteurs (d'après les équations de London) :

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0.n_s.q^2}} = \lambda_0.\sqrt{\frac{n}{n_s}}$$

$$\text{avec } \lambda_0 = \sqrt{\frac{m}{\mu_0.n.q^2}}$$

où q et m sont respectivement la charge et la masse des porteurs de charge (ici des électrons) et où λ_0 est la profondeur de pénétration pour un état idéalement supraconducteur ($T \to 0$).

Pour des films supraconducteurs minces devant la profondeur de pénétration, ce qui est le cas des couches d'aluminium utilisées pour nos échantillons, on peut montrer [38] que l'inductance cinétique par unité de surface s'écrit :

$$L_K^{\square} = \frac{\mu_0.\lambda_L^2}{e}$$

où e est l'épaisseur du film

Il vient alors :

$$L_K^{\square} = \frac{m}{e.q^2}\,\frac{1}{n - n_{qp}}$$

Ce qui signifie que l'inductance cinétique croit avec la densité des quasi-particules. Pour une faible variation de l'équilibre, la variation de l'inductance cinétique (par unité de surface) s'écrit donc :

$$\delta L_K^{\square} = A.\delta n_{qp}$$

$$\text{avec } A = \frac{m}{e.q^2.n_s^2} \approx c^{ste} \text{ pour } T \ll T_c$$

Chaque photon incident donne naissance, en cassant une paire de Cooper, à deux quasi-particules, avec une efficacité η_{abs}. La variation du nombre de quasi-particules, δn_{qp}, est alors directement proportionnelle à la variation du flux de photons incidents.

Pour un faisceau monochromatique, ou dans notre cas pour un flux de spectre continu centré dans une fenêtre étroite délimitée par les filtres optiques :

$$P_{opt} = \frac{dN_{ph}}{dt} \cdot h \cdot \nu$$
$$\Rightarrow \delta n_{qp} = h \cdot \nu \cdot \eta_{abs} \cdot \delta P_{opt}$$

La fréquence de résonance f_0 est déterminée par les inductances géométrique (L_G) et cinétique (L_K) de la ligne, ainsi que par la capacité C associée. On a :

$$f_0 = \frac{1}{\sqrt{(L_K + L_G).C}}$$

Pour une faible variation de l'équilibre, le déplacement de la fréquence de résonance est alors [39] :

$$\delta f_0 = -\frac{c.f_0^3}{2}.\delta L_K^{\square}$$
$$\Rightarrow \delta f_0 \propto -\frac{c.f_0^3}{2}.\frac{m}{e.q^2.n_s^2}.\delta P_{opt}$$

La fréquence de résonance des détecteurs est donc un signal pertinent pour la mesure de la puissance optique.

Sensibilité, dynamique, temps de réponse

Nous nous limiterons ici à une description qualitative des paramètres qui définissent la sensibilité. Le lecteur intéressé est invité à consulter la référence [40] pour une analyse détaillée.

Au premier ordre, le signal est proportionnel à la densité des quasi-particules. Ces quasi-particules sont générées par la brisure des paires de Cooper par les photons incidents, et se recombinent au hasard de la rencontre de deux quasi-particules. Le signal dépendra donc de plusieurs points :

L'efficacité de collection des photons : elle est déterminée par le couplage optique.

Le rendement de génération des quasi-particules : l'énergie du photon doit être au moins égale au *gap* supraconducteur de la couche. Si son énergie est supérieure à N fois le *gap*, un maximum N de paires de Cooper peut être cassé. Cette génération, obéissant à une distribution statistique, est une source de bruit indépendante pour $N \geq 2$.

Le temps de vie des quasi-particules : plus il est grand, plus la densité des porteurs normaux augmente avec la puissance optique. Il définit également le temps de réponse du détecteur, en limitant la relaxation de l'énergie contenue dans le résonateur. Le temps de vie des quasi-particules diminuant lorsque la densité de quasi-particules augmente, la sensibilité diminue lorsque le flux optique augmente.

La stabilité en fréquence de la mesure : un bruit sur la fréquence du signal utilisé pour mesurer la résonance se traduira directement par une incertitude sur la puissance optique reçue.

Le rapport de densité des porteurs normaux et supraconducteurs : si la densité des porteurs normaux devient comparable à celle des porteurs supraconducteurs, on a une extinction du signal de mesure à cause des pertes élevées dans le résonateur (la résonance disparait). De plus, l'inégalité proposée pour la modélisation ($n_{qp} \ll n$) n'est plus vérifiée et la réponse devient hautement non linéaire.

La dynamique instantanée dépend de la façon dont on mène la mesure. Un système permettant une mesure instantanée de la fréquence de résonance ne serait limité, en première approximation, que par la bande passante de l'électronique de lecture. En pratique, une telle mesure n'est pour l'instant pas réalisable à l'échelle d'une matrice de détecteurs et la dynamique instantanée est liée à la largeur de la résonance. Une réflexion sur les stratégies de mesure est proposée au *III.3.3*.

3.1.2 Résonateur quart d'onde

Une première façon de réaliser le couplage optique est d'utiliser une antenne accordée à la fréquence de l'onde incidente (*figure 61-a*). Le courant généré dans le plan de masse entourant la piste entraîne la création de quasi-particules dans le résonateur. Un couplage capacitif est réalisé avec la ligne de transmission.

L'inductance et la capacité sont distribuées sur la ligne. L'ajustement de la longueur l de celle-ci permet de définir la fréquence de résonance électrique du circuit :

$$f_0 = \frac{c_{onde}}{4.l}$$

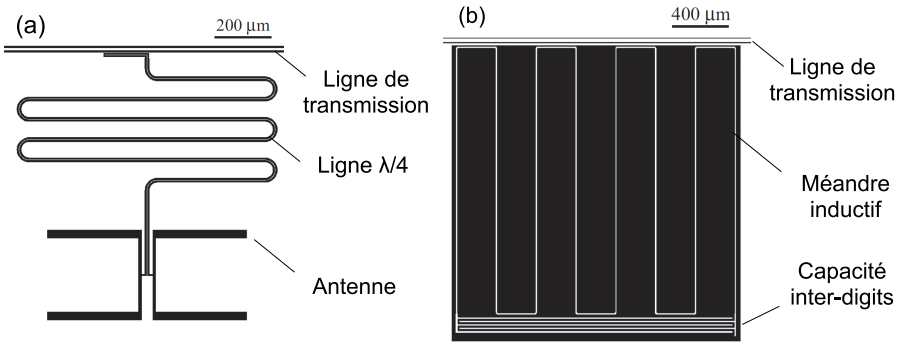


Figure 61 – ***(a)*** *Résonateur quart d'onde couplé optiquement par une antenne, conçu par SRON.* ***(b)*** *Résonateur type Lumped Elements, dessiné à Cardiff et fabriqué à l'Institut Néel.*

La longueur $\lambda_e =$ de l'onde associée vérifie $l = \lambda_e/4$, ce qui explique le nom de *résonateur quart d'onde*. La fréquence de la résonance étant très faible comparée à celle de l'onde incidente, le courant induit par la mesure du KID constitué conduit à la formation d'une onde stationnaire.

Après dépôt de la couche supraconductrice sur le substrat, le résonateur est dessiné par lithographie puis gravure humide (ou par gravure RIE, *Reactive Ion Etching*). Pour que le lobe d'antenne soit unidirectionnel, l'épaisseur e_{sub} du substrat doit être plus grande que la longueur apparente de l'onde, soit $e_{sub} \geq \lambda_0/\epsilon_{sub}$. Pour les longueurs d'onde qui nous concernent ($\sim$ 1 ou 2 mm), un *wafer* de silicium de 500 μm est typiquement utilisé.

L'adaptation d'impédance de l'antenne demande que la taille de celle-ci soit de l'ordre de la longueur apparente de l'onde dans le substrat, ce qui implique généralement une taille d'antenne réduite par rapport à la taille du pixel (déterminée pour un échantillonnage respectant le critère de Shannon). L'association d'une micro-lentille pour chaque pixel permet une focalisation du rayonnement sur la partie sensible du pixel.

Les échantillons de ce type mesurés au cours du travail de thèse ont été dessinés et fabriqués à SRON [2] [41].

3.1.3 Résonateurs *Lumped Elements*

L'utilisation d'antennes et de matrices de lentilles introduit une complexité, susceptible de dégrader les performances effectives. Une alternative

2. Netherlands Institute for Space Research.

au schéma précédent est l'absorption directe du rayonnement dans le résonateur [40]. On notera que la géométrie de ce dernier doit alors garantir le couplage avec l'onde incidente et que la distribution du courant d'excitation est homogène sur l'ensemble du pixel.

Dans un schéma classique pour ce type de résonateur, la ligne supraconductrice décrit un méandre couvrant la surface du pixel (*figure 61-b*). La section efficace vue par l'onde est identique à celle d'un absorbeur plein, si la distance entre les pistes est très inférieure à la longueur de l'onde.

Le courant induit par la mesure du KID est homogène sur l'ensemble du méandre. Le couplage à la ligne de transmission est inductif. L'adaptation d'impédance est fonction de la géométrie de la ligne vue par l'onde.

Un *backshort* permet d'optimiser l'efficacité d'absorption. La distance d_{bs} entre le *wafer* et le *backshort* doit également tenir compte de l'épaisseur du substrat. Une épaisseur de substrat optimum est $e_{sub} = \lambda_e/(4.\epsilon_{sub})$. Une distance approximative de $d_{bs} = \lambda/4$ est alors optimum. Des valeurs plus précises sont déterminées par simulation [3].

Une capacité C, généralement formée par des doigts intercalés, permet de définir la fréquence de résonance.

La technique de fabrication est la même que dans le cas précédent.

De part la plus grande implication de l'équipe spatiale de l'Institut Néel dans la réalisation des *Lumped Elements*, ce type de détecteur sera privilégié dans l'étude proposée ici.

3.2 Organisation matricielle

De part le principe des détecteurs, une matrice de KIDs peut être simplement constituée en couplant un nombre N de résonateurs sur une même ligne de transmission. Les différents pixels se distinguent alors par la fréquence du résonateur associé. Il est donc capital que chaque résonance soit nettement séparée des autres. Comme nous allons le voir, cette condition n'est pas facile à réaliser, compte tenu des contraintes techniques.

Occupation de la bande passante

L'électronique de lecture est nécessairement limitée en bande passante. Sans nous attarder pour le moment sur le principe de cette électronique (elle sera présentée à la section suviante), notons Δf la largeur de la bande

3. Avec le logiciel ADS : *Advance Design System.*

passante et δf la largeur des résonances (ici supposées uniformes, pour simplifier). En considérant que chaque résonateur sera toujours mesuré avec la même fréquence d'excitation, la dynamique (en fréquence) d'un détecteur est inférieure à la largeur de la résonance. Une bande de $2.\delta f$ doit être consacrée à chaque détecteur. En théorie, il serait donc possible de lire jusqu'à $N = \Delta f/(2.\delta f)$ détecteurs simultanément.

Incertitudes sur la géométrie

En pratique, la précision limitée de la micro-fabrication apporte une incertitude sur le positionnement de chaque résonance :

$$f_0 = \frac{1}{\sqrt{L.C}} = \frac{1}{\sqrt{(L_G + L_K).C}}$$
$$\Rightarrow \frac{\Delta f_0}{f_0} = \frac{1}{2}\left[\frac{\Delta(L_G + L_K)}{L_G + L_K} + \frac{\Delta C}{C}\right] \text{ (à l'ordre 1)}$$

On définit la fraction cinétique α comme le rapport L_K/L_G, ce paramètre dépendant essentiellement du matériau utilisé. Pour des couches d'aluminium, à la base des échantillons présentés dans ce document, et pour les épaisseurs utilisées, une valeur de 0.1 est typique. On a :

$$\frac{\Delta f_0}{f_0} = \frac{1}{2}\left[\frac{\Delta L_G}{L_G}.\frac{1}{1+\alpha} + \frac{\Delta L_K}{L_K}.\frac{\alpha}{1+\alpha} + \frac{\Delta C}{C}\right]$$

L'utilisation d'un film mince permet d'augmenter la fraction cinétique. On peut ainsi espérer une meilleure sensibilité que celle obtenue avec des films épais. Des couches d'aluminium de 20 à 30 nm sont couramment utilisées. Une telle épaisseur est inférieure à la profondeur de pénétration du champ magnétique dans la couche ($\lambda_{Al} \sim 40$ nm, pour un cristal macroscopique) et également plus faible que l'épaisseur de peau. Dans ces conditions, on peut considérer que l'inductance géométrique L_G ne dépend pas de l'épaisseur de la couche. On rappelle que l'inductance cinétique, L_K, est inversement proportionnelle à l'épaisseur e.

La valeur des inductances géométriques et cinétiques dépend également linéairement de la largeur l de la piste. Les incertitudes sur l dues aux procédés de lithographie induisent une incertitude sur la valeur de l'inductance. On notera que cette incertitude est moyennée sur la longueur de la ligne. Un cas extrême sera obtenu si on suppose une incertitude uniforme sur toute la ligne. On a alors :

$$\frac{\Delta L_K}{L_K} = \frac{\Delta e}{e} + \frac{\Delta l}{l} \text{ et } \frac{\Delta L_G}{L_G} = \frac{\Delta l}{l}$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta f_0}{f_0} = \frac{1}{2}\left[2.\frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta e}{e}.\frac{\alpha}{1+\alpha} + \frac{\Delta C}{C}\right]$$

Du fait des techniques de dépôt, une incertitude sur l'épaisseur de l'ordre de 3 nm peut être attendue, de façon in-homogène sur la matrice. Sous cette hypothèse, l'incertitude correspondante sur la position fréquentielle des résonances atteint 0.5 %, soit 15 MHz pour une fréquence cible (typique) de 3 GHz.

La lithographie engendre, elle, une incertitude de l'ordre de 0.5 μm (par bord) sur les géométries réalisées. Une largeur de ligne de 20 μm est représentative des motifs utilisés. Ces conditions correspondent à une incertitude de 5 % sur les fréquences de résonance. Cette valeur ne correspond heureusement pas à la réalité et l'effet de moyenne sur la longueur du méandre l'explique bien. Il n'est pas évident de quantifier cet effet et nous retiendrons ici que la géométrie de l'inductance peut avoir un rôle prépondérant sur le positionnement des résonances dans le paysage fréquentiel.

Dans le cas des *Lumped Elements*, les incertitudes sur la capacité sont spécifiques à la géométrie de la capacité et assez complexes à évaluer analytiquement. Des simulations montrent, pour les géométries usuelles, une variation de la fréquence de l'ordre de 0.1% pour une variation de 20 μm de la longueur d'un doigt du condensateur. L'incertitude de la lithographie engendre donc une incertitude sur la fréquence de 0.0025%, tout à fait négligeable par rapport aux effets cités précédemment [4].

La même incertitude absolue existe sur la largeur l_C des doigts et leur espacement d_C (défini entre les centres des doigts). Pour ces deux paramètres, des valeurs cibles respectives de 10 μm et 40 μm est typique des géométries réalisées. La complexité de la géométrie rend difficile un calcul exact de l'incertitude résultante sur la valeur de la capacité. Néanmoins un ordre de grandeur peut être proposé : en considérant les armatures du condensateur comme infiniment fines, on peut supposer une variation inversement linéaire de la capacité avec le rapport $ln(d_C/l_C)$. On a lors :

$$C \propto \frac{1}{\ln\left(d_C/l_C\right)} \Rightarrow \frac{\Delta C}{C} = \left[\frac{\Delta d_C}{d_C} + \frac{\Delta l_C}{l_C}\right] \frac{1}{\ln(d_C/l_C)}$$

De plus :

$$\frac{d_C}{l_C} = 3 \text{ et } \frac{\Delta l_C}{l_C} = 3\,\frac{\Delta d_C}{d_C} = 10\ \%$$

4. Incertitude de 75 kHz pour 3 GHz, par exemple.

$$\Rightarrow \frac{\Delta C}{C} =\sim 12\ \%$$

On obtiendrait donc une incertitude de 360 MHz pour une fréquence cible de 3 GHz.

Une modélisation plus rigoureuse mériterait d'être menée, mais ce calcul approché montre que les incertitudes sur la géométrie de la capacité pourraient être des plus conséquentes.

Les incertitudes dues à la fabrication sont difficiles à évaluer précisément, mais les calculs préliminaires présentés laisse penser qu'ils peuvent jouer un rôle prépondérant sur le positionnement des résonances.

Couplage

La modélisation simple des KIDs présentée précédemment met en jeu des inductances et capacités idéales, découplées les unes des autres. En pratique, il existe un couplage magnétique parasite entre les différents détecteurs. Ce couplage se traduit par une diaphonie électrique : l'excitation d'un résonateur engendre également une réponse sur les autres. Les réponses optiques sont elles aussi concernées par ce couplage.

Ce phénomène n'est pas encore bien compris et la modélisation reste complexe. Des simulations permettent de cibler les paramètres à prendre en considération. Il a notamment été observé que le couplage est d'autant plus fort que les fréquences de résonance sont voisines et que les pixels sont spatialement proches. Il convient donc d'éloigner au maximum les détecteurs dont les fréquences de résonance (prévisionnelles) sont voisines. En pratique, un algorithme par itération distribue de manière aléatoire les fréquences de résonance sur le plan focal, tout en recherchant un éloignement géométrique moyen satisfaisant entre les pixels dont les résonances sont proches.

Une autre étude, évoquée au *III.3.4*, met également en avant l'importance du plan de masse séparant les pixels sur le couplage des résonateurs.

Le couplage augmente l'incertitude sur le positionnement des résonances et impose donc d'accroître encore l'écart en fréquence entre chaque détecteur.

Cyclage thermique

Il a été observé un déplacement des résonances d'un même échantillon entre deux refroidissements successifs. Une première observation est un déplacement d'ensemble des résonances, généralement de l'ordre de quelques

100 kHz au maximum. Ce déplacement est sans conséquence sur la lecture des détecteurs. On peut également observer un déplacement relatif des résonances (voir *figure 62*). Cette dispersion, qui n'a pas encore été complètement expliquée, peut modifier le paysage spectral, en intervertissant, séparant ou fusionnant deux résonances proches. Une supposition est que lors du refroidissement des champs magnétiques locaux sont piégés dans le porte échantillon, influant sur les résonateurs à proximité. On peut également envisager que le piégeage d'impuretés lors du refroidissement perturbe localement la constante diélectrique, entraînant un décalage des fréquences de résonance.

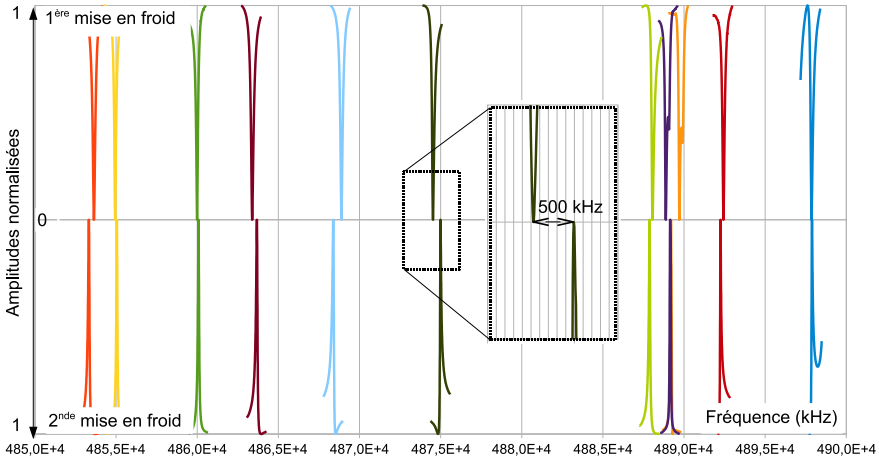


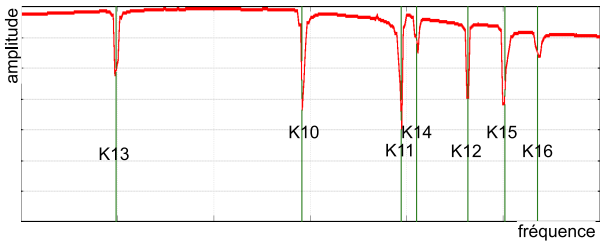
Figure 62 – *D'une mise en froid à l'autre, les positions relatives des résonances peuvent varier légèrement.*

Identification des pixels

Les difficultés de paramétrage des fréquences de résonance décrites précédemment sont, en pratique, accompagnées par des résonances manquantes, permutées ou superposées. Puisqu'on ne sait pas positionner avec certitude les résonances les unes par rapport aux autres, l'association *pixel-fréquence de résonance* ne peut se faire qu'à l'aide d'une caractérisation optique du plan focal. La procédure décrite au *II.2.2.3* prend toute son importance dans la procédure de caractérisation des KIDs, décrite à la section suivante.

Bilan

De nombreux paramètres influencent la distribution des résonances dans la bande. L'importance de chacun de ces paramètres n'est pas encore bien déterminée et demandera une considération particulière pour permettre la mise en œuvre de très grandes matrices de KIDs. Un exemple de dispersion des résonances est donné par la *figure 63*. L'interversion d'ordre entre les pixels K12 et K13 implique, en considérant un espacement cible de 2 MHz, un déplacement des résonances par rapport aux valeurs cibles supérieur à 5.65 MHz.



Pixel	Fréquence (MHz)
K13	1453.97
K10	1457.83
K11	1459.88
K14	1460.20
K12	1461.27
K15	1462.03
K16	1462.71

Figure 63 – *L'ordre théorique des résonances (de 10 à 16) est bouleversé par les incertitudes de fabrication.*

Actuellement, pour éviter une confusion des réponses des détecteurs, nous définissons un écart entre fréquences de résonance bien supérieur à la largeur des résonances. Typiquement, une bande 30 fois supérieure est attribuée pour chaque résonateur. Avec un tel facteur, le risque d'avoir des superpositions subsiste, mais avec une probabilité raisonnablement faible : empiriquement moins de 5 % des résonances se chevauchent de manière inextricable.

Remarque :
La rapidité de fabrication des matrices de KIDs permet d'envisager une production relativement importante et de sélectionner les échantillons montrant les meilleurs occupations de la bande passante.

Il est également envisageable de retoucher les échantillons : après avoir identifier les résonances de chaque pixel, une gravure par faisceau d'électrons pourrait être utilisée pour ajuster la distribution des résonances.

En pratique, ces procédés sont toutefois lourds à mettre en œuvre et on préfère subir quelques confusions de résonances.

3.3 Mesure des KIDs

La transmission d'un résonateur peut être simplement mesurée avec un Analyseur Vectoriel Numérique (*VNA*). Ce type de mesure est d'ailleurs couramment réalisé sur les échantillons de KIDs. Un balayage en fréquence permet de mesurer la profondeur, le facteur de qualité et l'espacement des résonances d'une matrice entière. En revanche, l'utilisation d'une matrice de KIDs comme détecteur demande la mise en place d'une électronique dédiée, capable de lire simultanément tous les pixels. Ce point fera l'objet d'une première sous-partie. Outre la question matérielle, se pose la question de la mise en forme des signaux de mesure. Différentes stratégies seront présentées dans une seconde sous-partie. Cette section se terminera par la description de la méthode de caractérisation des KIDs à laquelle nous avons abouti.

3.3.1 Electroniques de lecture

Plusieurs versions de l'électronique de lecture des KIDs seront présentées ici. Le schéma de principe, commun aux deux versions, est donné en *figure 64*. La matrice de détecteurs, au cœur de la mesure, est excitée par un peigne de fréquences initialement centrées sur les résonances des KIDs. Ce peigne, dont les fréquences sont typiquement comprises entre 1 et 6 GHz, est obtenu par l'utilisation d'un mélangeur IQ piloté par une porteuse à haute fréquence (f_p, de quelques GHz) et un peigne à *basse fréquence*, généré par un FPGA dans une bande typique de quelques 100 MHz. L'utilisation des deux entrées I et Q du mélangeur, avec un déphasage de 90° entre les signaux, permet une transposition simple bande du signal. On évite ainsi de véhiculer une puissance inutile à la mesure des détecteurs, qui réduirait la dynamique utile des différents éléments de la chaîne électronique. Des atténuateurs sont placés entre le mélangeur et les résonateurs, de façon à adapter la puissance d'excitation à la dynamique des KIDs. Une puissance trop élevée introduirait en effet une déformation des résonances et une non-linéarité importante dans la mesure de celles-ci.

En sortie de la matrice, le signal est re-transposé à *basse fréquence* par l'utilisation d'un second mélangeur, piloté par la même porteuse que précédemment. Une démodulation double bande est ici utilisée, car la bande transposée à $2.f_p$ peut être facilement filtrée avant numérisation. D'autres atténuateurs permettent d'adapter la puissance en sortie du mélangeur à la dynamique du Convertisseur Analogique-Numérique (CAN).

En ce qui concerne la génération des signaux d'excitation et le traitement, après numérisation, du signal temporel mesuré, deux principes différents ont

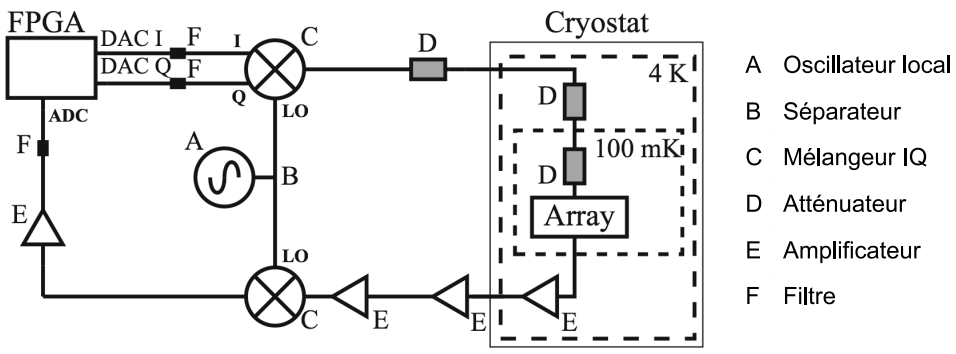


Figure 64 – *Schéma architectural de l'électronique de lecture des KIDs mise en place à l'Institut Néel. Une détection synchrone au sein même du FPGA a été la technique de mesure privilégiée jusqu'à présent.*

été exploités.

Transformée de Fourier Rapide

Une première méthode est l'échantillonnage direct du signal temporel, suivi de la réalisation de la Transformée de Fourier Rapide (ou FFT - *Fast Fourier Transform*) [42]. Une mesure sur un échantillonnage de N_{pts} points, réalisé à une fréquence f_{ech}, permet d'établir un échantillonnage du spectre sur une bande de $f_{ech}/2$, avec une résolution de f_{ech}/N_{pts}. La résolution définit la précision avec laquelle il est possible de positionner chacune des fréquences du spectre d'excitation [5], tandis que la largeur de la bande déterminera le nombre de détecteurs qu'il sera possible de lire avec cette méthode. En imposant une résolution égale au 10eme de la largeur des résonances (ce qui conduit à une incertitude raisonnable sur la position du centre de la résonance), et pour une occupation idéale de la bande passante, il serait possible de lire $N/2$ détecteurs.

Le principal inconvénient de cette méthode est la puissance de calcul nécessaire qui impose l'emploi d'un calculateur dédié. En pratique, la bande passante est limitée par la vitesse de transfert des données entre le FPGA et ce calculateur. Une électronique développée à l'Institut Max Planck, utilisée notamment pour la première campagne d'observation à l'IRAM (partie IV), offre par exemple une bande passante de 400 MHz avec une résolution de 12.2 kHz ; la version que nous avons utilisé était limitée à une acquisition à

5. Il existera une incertitude égale à l'espacement entre les échantillons sur la position du centre de la résonance.

5 Hz, limitant la modulation optique de la source qu'il est possible de mettre en œuvre.

Détection synchrone

Une seconde méthode est basée sur la détection synchrone du signal : pour chaque fréquence de mesure, le signal temporel en sortie de la matrice est multiplié par un signal image du signal d'excitation, en phase ou en quadrature [43]. Les deux signaux obtenus donnent les signaux I (*In phase*) et Q (*in Quadrature*).

La méthode est, en terme de calcul, bien plus rapide que la précédente, et peut être menée au sein même du FPGA. La limitation en bande passante est alors liée à la fréquence d'horloge du FPGA pilotant le Convertisseur Numérique Analogique (CNA). Nous avons dans notre cas observé une atténuation du signal à haute-fréquence ($f \lesssim f_{FPGA}/2$), liée à la distribution de la puissance des excitations sur les harmoniques du signal non parfaitement sinusoïdal (*figure 65*). Cette atténuation pourrait toutefois être compensée et n'introduit donc pas de limite réelle. La résolution est quant à elle limitée par la vitesse d'échantillonnage du CAN et le nombre de détecteurs qu'il est possible de lire est limité par les capacités de calcul du FPGA.

Pour l'électronique utilisée au cours de cette thèse, une fréquence de mesure de 25 Hz est typique, tandis que la résolution en fréquence peut être inférieure au Hz. L'exploitation de la carte *ROACH*, développée dans une collaboration initiée par l'UCSB [6], a permis la mesure simultanée sur 112 canaux, pour une bande passante de $\sim$ 230 MHz avec une résolution de l'ordre du kilohertz.

Dans les deux cas, le signal est transmis sur le réseau local par UDP, ce qui permet une parfaite intégration de la mesure au logiciel d'acquisition *CAMADIA*. La dernière version à ce jour, basée sur l'électronique *ROACH*, permet également le contrôle logiciel d'atténuateurs et amplificateurs variables, ce qui permet d'adapter la puissance aux détecteurs mesurés sans avoir à intervenir physiquement sur le système.

3.3.2 Choix du signal de mesure

L'utilisation des KIDs comme détecteurs étant très récente, la stratégie de lecture restait une question ouverte. Pour une même grandeur physique P_{opt}, la mesure initiale donne, pour chaque détecteur, les deux grandeurs I et Q (en unités de CAN). Les grandeurs I et Q sont, individuellement, de mauvais

6. University of California Santa Barbara.

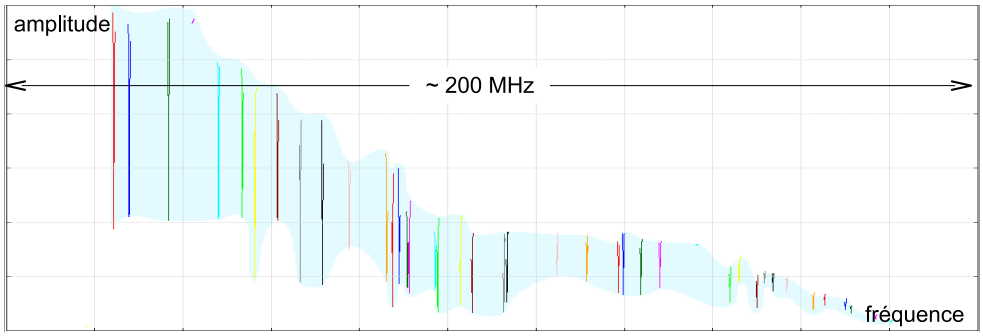


Figure 65 – *Paysage fréquentiel d'un échantillon de KIDs mesuré avec l'électronique ROACH, sur une plage de* 200 MHz*, moitié de la fréquence d'horloge de l'électronique. La moindre qualité des sinusoïdes générées à haute fréquence réduit la puissance de mesure effective sur la fin de la bande.*

estimateurs de la puissance optique. En effet, le point de fonctionnement dans le plan (I,Q) est fixé, de façon non contrôlée, par la longueur de la ligne, les valeurs des inductances géométriques et cinétiques et les pertes. Suivant sa position, le signal peut être entièrement porté par I, ou par Q, ou (inégalement) réparti entre les deux grandeurs. L'objectif est ici de déterminer la combinaison des grandeurs I et Q offrant la *meilleure* estimation de la puissance optique captée par les détecteurs.

Comme nous le verrons, le qualificatif *meilleure* doit prendre en compte la linéarité et la dynamique des détecteurs, la sensibilité de la mesure, ainsi que des critères pratiques, non négligeables lorsqu'il s'agit de calibrer et lire des dizaines (ou plus) de détecteurs.

Fréquence de la mesure

Dans tous les cas de mesure envisagés ici, la fréquence de mesure f_n du détecteur n est fixe au cours de l'expérience. Les modifications de la résonance, induites par la variation de la puissance optique incidente (voir *III.3.1.1*), dictent l'évolution des signaux I et Q mesurés à la fréquence f_n.

La stratégie de mesure doit définir la combinaison de I et Q optimum, mais doit également prendre en considération le choix de la fréquence de mesure. Ce choix n'est pas trivial, car il demande une justification expérimentale basée sur des mesures systématiques du bruit et du signal. Pour les stratégies décrites ci-après, la fréquence de mesure f_n est initialement centrée sur le minimum de l'amplitude de la résonance (f_{0n}), puis reste fixe au cours de la mesure. Une étude préliminaire a montré que ce point de fonctionnement,

facile à déterminer, est proche de l'optimal.

Nous allons maintenant voir les différentes constructions du signal de mesure mises en œuvre. On se référera à la *figure 66* pour la définition des coordonnées dans le plan (I,Q). Sur la *figure 66-a* sont présentés quatre balayages en fréquence, réalisés sur une matrice de KIDs. O est le centre du repère ($I = Q = 0$). Les points R_n correspondent aux minimums d'amplitude des résonances, définis par une distance minimum au centre du repère. Les points M_n correspondent aux mesures (I,Q) délivrées par l'électronique à un instant t. Les points C_n sont les centres des *cercles-étalons*, utilisés pour le calcul des phases et amplitudes relatives (voir ci-dessous).

Les *figures 66-b, c, d* illustrent les stratégies de mesure pour une résonance standard, respectivement pour les méthodes *Phase et amplitude brute*, *Phase et amplitude relative*, *Mesure multi-fréquences* qui seront détaillées ci-après. La courbe plus claire correspond à la résonance obtenue pour une puissance optique différente de la trace rouge vif. L'écart relativement important entre les courbes, correspondant à une variation de près de 230 K de la température de la source, permet de mettre en évidence les stratégies de mesure. En pratique, la variation de puissance est moindre (typiquement inférieure à 10 K, en prenant en compte la variation de la puissance de fond, et la déformation de la résonance également, ce qui permet, au premier ordre, une approximation linéaire de l'évolution du signal.

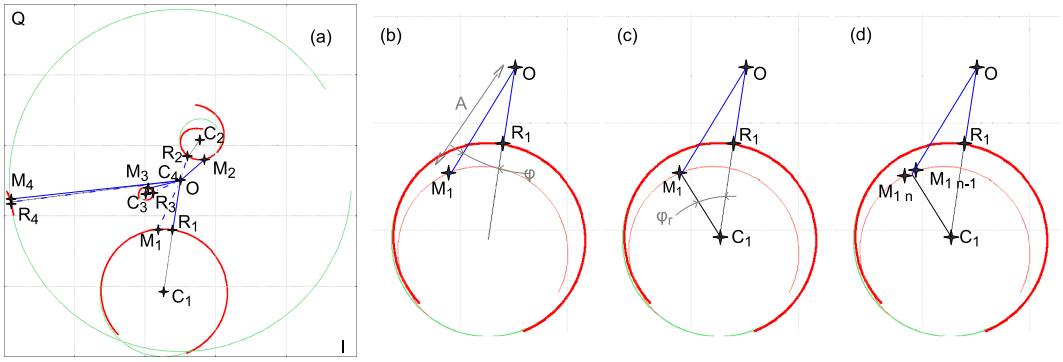


Figure 66 – ***(a)*** *Différentes résonances mesurés dans le plan (I,Q) et différentes stratégies de mesure présentées pour des résonances de profondeurs différentes :* ***(b)*** *Mesure brute* ***(c)*** *Mesure relative* ***(d)*** *Mesure multi-fréquence*

Phase et amplitude brute

O désignant le centre du repère (I,Q) et R_1 la résonance dans le même repère, on définit les grandeurs A et φ, respectivement l'amplitude et la phase[7] du signal, par :

$$A = \sqrt{I^2 + Q^2} \qquad\qquad \varphi = \arctan \frac{Q}{I}$$

L'amplitude et la phase sont des signaux faciles à mesurer (un *VNA* fournit ces mesures) et ce choix comme combinaison de I et Q se justifie également par les critères suivants :

- La phase présente une bonne linéarité en fréquence et ses variations dominent généralement le bruit de mesure de l'électronique (isotrope dans le plan (I,Q)).
- La variation de la profondeur de la résonance ne dépend que de la variation des pertes dans le résonateur[8]. Si la fréquence de mesure reste proche du centre de la résonance, la mesure de l'amplitude est alors associée à celle des pertes dans le résonateur.

La définition de la phase par rapport au vecteur $\overrightarrow{OR_1}$ (*figure 66-b*) a plusieurs conséquences :

- La phase brute dépend non seulement du déplacement en fréquence de la résonance, mais également de la variation des pertes dans la ligne, donc de la variation de la profondeur. Même si cette dernière est relativement faible, ceci implique un mélange des grandeurs, qui réduit la linéarité de la mesure et la sensibilité.
- Chaque résonance ayant une profondeur différente, la dynamique de la phase varie d'un détecteur à l'autre. Vérifier que les détecteurs travaillent bien dans la zone linéaire demande alors un critère différent pour chacun, ce qui complexifie le pilotage d'un grand nombre de détecteurs.

Phase et amplitude relatives

Une amélioration a été apportée en définissant amplitude et phase relative comme étant les grandeurs :

$$A_r = \frac{C_1M_1 - C_1R_1}{C_1R_1} \qquad \varphi_r = \arg(\overrightarrow{CR}) - \arg(\overrightarrow{CM}) \qquad \text{(voir } \textit{figure 66-c}\text{)}$$

7. Plus rigoureusement, il s'agit du déphasage par rapport au signal d'excitation - on utilise *phase* pour simplifier.

8. En considérant que le gain de l'amplificateur est stable en fréquence.

Une procédure automatique, intégrée dans *CAMADIA*, permet de déterminer le centre C_1 du cercle nécessaire à cet étalonnage.

Cette définition a deux effets notoires :

La normalisation du signal
Pour tous les détecteurs[9], la phase relative varie de -180° à 180° de part et d'autre de la résonance. Cette normalisation facilite la comparaison des pixels les uns par rapport aux autres et permet de savoir simplement quels détecteurs sont sortis de leur plage de linéarité (typiquement définie pour une phase comprise entre -90° et $+90^\circ$).

Le découplage des mesures
La modification de l'absorption ne modifie le signal que perpendiculairement à la mesure de la phase relative, ce qui permet le découplage de la mesure des pertes et du déplacement en fréquence de la résonance, ainsi que des bruits qui y sont rattachés.

Cette stratégie de mesure est utilisée depuis le début de l'année 2010 et sera utilisée lors de la campagne d'observation au télescope de l'IRAM, en octobre 2010.

Mesure multi-fréquence

Principe

Pour avoir un étalonnage automatique des détecteurs, et faciliter ainsi la mise en œuvre de milliers de pixels, une solution serait de mesurer chaque résonance en deux points, d'indices notés i et j, espacés d'un pas δf en fréquence (*figure 66-d*). La mesure fournirait alors I, Q, ainsi que les réponses locales en fréquence, δI et δQ, définies par :

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\left[\begin{pmatrix} I_i \\ Q_i \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} I_j \\ Q_j \end{pmatrix}\right] \text{ et } \begin{pmatrix} \delta I \\ \delta Q \end{pmatrix} = \frac{1}{\delta f}\left[\begin{pmatrix} I_j \\ Q_j \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} I_i \\ Q_i \end{pmatrix}\right]$$

La réponse fréquentielle autour d'un point de fonctionnement donné serait alors automatiquement donnée. Les petites variations du signal autour de ce point de fonctionnement pourraient être convertis en un déplacement fréquentiel, image de la puissance optique incidente. Une re-définition du point de fonctionnement pourrait être instantanément réalisée, entre deux balayages d'une source par exemple, pour adapter la lecture à un changement de la puissance de fond. Une telle mesure pourrait également servir de

9. Hormis ceux dont les résonances sont intriquées.

base à un recentrage des fréquences de mesure sur les résonances, sans avoir besoin de faire des balayages fréquentiels.

Mise en œuvre
Une première méthode pour mettre en œuvre cette stratégie est d'attribuer à chaque résonateur deux canaux de mesure. I et Q peuvent alors être calculés comme la moyenne des deux mesures et $(\delta I, \delta Q)$ comme la différence. En conférant à chacun des canaux la moitié de la puissance utilisée traditionnellement, le signal moyen est conservé. Cette première approche est immédiate avec une électronique basée sur le calcul de la FFT, mais divise par deux le nombre de détecteurs que peut lire une électronique basée sur une détection synchrone. Une seconde méthode, plus adéquate pour la détection synchrone, est de réaliser la mesure alternativement avec l'une ou l'autre des deux fréquences. Une modulation rapide[10] de la fréquence d'excitation permettrait d'extraire δI et δQ de l'enveloppe de la modulation, tandis que la valeur moyenne fournirait I et Q. Cette seconde approche est en cours d'implémentation pour la carte *ROACH*, avec une modulation à 300 Hz.

3.3.3 Méthode de caractérisation

Les méthodes expérimentales mises en place au cours du travail de thèse permettent une caractérisation systématique et rapide des KIDs, selon le protocole suivant :

- Un balayage en fréquence de la porteuse, sur une large bande, permet de repérer les résonances de tous les détecteurs. Ce balayage est réalisé de façon automatisée, avec un *VNA*, ou à l'aide de l'électronique pilotée par *CAMADIA*.
- Les fréquences de résonances, identifiées sous *CAMADIA*, sont regroupées en N bandes, chacune limitée par la bande passante de l'électronique et le nombre maximum de fréquences qu'elle peut traiter.
- Chaque groupe doit ensuite être caractérisé l'un après l'autre :
    - Après un balayage étroit, centré sur les résonances préalablement identifiées, une procédure automatique permet de recentrer rapidement et précisément les fréquences d'excitation sur les résonances (*figure 67*). Des balayages en fréquence, réalisés avec différents paramètres d'électronique (niveaux de puissance, notamment), peuvent être réalisés à ce moment pour déterminer les réglages optimaux.

10. A bien plus haute fréquence que la fréquence à laquelle sont délivrées les mesures.

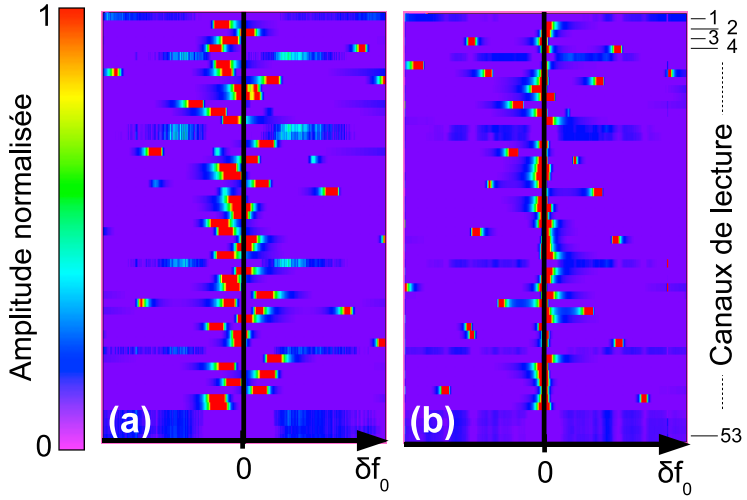


Figure 67 – ***(a)*** *Après un changement de background ou avant le premier étalonnage, les résonances sont décalées par rapport aux fréquences de mesure.* ***(b)*** *Une procédure automatique permet, en une vingtaine de secondes, de recentrer les fréquences de mesure sur les résonances.*

- On réalise l'étalonnage des résonances dans le plan complexe, nécessaire au calcul de l'amplitude et de la phase relative (voir *figure 66-c*).
- La réalisation d'un *scan* XY permet d'associer les résonances aux pixels dans le plan focal (voir *II.2.2.3*). Elle permet également une première mesure de la réponse optique des détecteurs ainsi que l'appréhension d'éventuelles diaphonies entre détecteurs.
- La mesure du signal et du bruit, à l'aide du simulateur de ciel, permet de déterminer la dynamique, la réponse et la sensibilité de chacun des détecteurs (voir *II.3.4*).

3.4 Développement et performances des détecteurs

3.4.1 Développement des détecteurs

Plus d'une dizaine de matrices de type *Lumped Elements*, fabriquées à Grenoble [11], ont été mesurées sur la plateforme présentée dans cette thèse.

11. NANOFAB, PTA et IRAM.

Chacune visait l'identification des paramètres optimums, sur la géométrie des résonateurs (ligne de transmission, capacité, inductance...), la position du plan de masse, etc.

Une liste de sujets d'étude, abordés au cours de ces travaux de thèse, est introduite ici. La complexité de ces sujets ne fait pas l'objet de cette thèse et ne sera par conséquent pas détaillée ici. Le lecteur intéressé pourra obtenir des précisions avec, par exemple, les travaux de thèse à venir de Markus ROESCH et Angelo CRUCIANI.

Qualité de la couche

La sensibilité des détecteurs dépend du temps de vie des quasi-particules, lui-même lié à la qualité de la couche supraconductrice. Les imperfections de cette couche dépendent principalement des conditions dans lesquelles se fait le dépôt, et notamment du vide limite de l'évaporateur et de la pureté de la cible. Nous avons fabriqué des matrices à partir de différentes couches supraconductrices, réalisées dans des bâtis différents, à la recherche de celui qui donnerait les meilleurs résultats.

Epaisseur de la couche

En réduisant l'épaisseur de la couche supraconductrice, on augmente la fraction cinétique (directement et par l'augmentation de la densité des quasi-particules générées par le rayonnement). Le détecteur devient par conséquent plus sensible. Des couches de 60, 40, 30 et dernièrement 20 nm ont été utilisées. La sensibilité mesurée a été améliorée à chaque amincissement de la couche.

Géométrie des capacités

Une part du bruit de phase est liée à des micro-fluctuations de la constante diélectrique ϵ à l'interface méandre-substrat (d'épaisseur nanométrique). Dans le cas des *Lumped Elements*, on peut jouer sur le nombre de doigts du condensateur, leur espacement et leur largeur. Cette modification de la géométrie permet de réduire le champ électrique entre les armatures, ce qui permet de réduire les fluctuations de ϵ. On a pu observer une diminution du bruit avec l'augmentation de la distance entre les doigts définissant la capacité. Mais les résultats restent toutefois difficiles à analyser, car la modification de la capacité entraîne également une modification du couplage à la ligne de transmission et une plus grande dispersion fréquentielle des résonances.

Réalisation d'une grande matrice

Un échantillon de 196 pixels a été fabriqué en vue de la campagne d'observation à l'IRAM en 2009. Plus de 160 pixels, couplés sur une même ligne de transmission, avaient alors été correctement identifiés sur le

plan focal. Cependant, l'occupation de la bande passante présentait un nombre important de résonances intriquées et la sensibilité n'était pas suffisante pour la campagne d'observation. Cet échantillon a démontré la faisabilité de grandes matrices, mais également la complexité de l'occupation de la bande fréquentielle, ce qui nous a suggéré de revenir à des matrices de taille plus petite pour le développement des détecteurs.

Proximité du plan de masse

Les échantillons étaient typiquement réalisés avec une distance entre le plan de masse et les résonateurs de 80 μm. Une simulation a été menée pour étudier l'influence de cette distance sur le couplage de deux résonateurs voisins. Les résultats, visibles en *figure 68*, montrent qu'un rapprochement du plan de masse doit permettre de réduire le couplage inter-pixels, ce qui permettrait un meilleur positionnement des résonances et donc une plus grande densité de détecteurs pour une bande passante donnée. Des échantillons ont été produits pour une vérification expérimentale et seront mesurés sous peu.

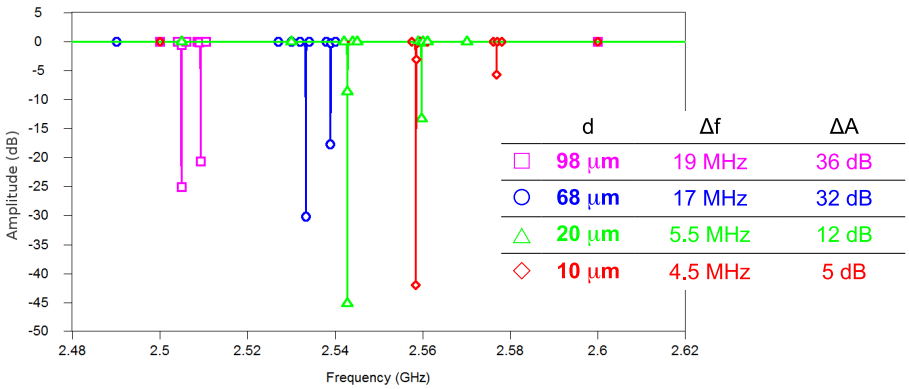


Figure 68 – *Ce résultat de simulation montre que l'influence d'un détecteur géographiquement voisin peut être limité en réduisant la distance d entre un résonateur et le plan de masse.*

Sensibilité à la polarisation

La géométrie classique des résonateurs type *Lumped Elements*, présentée dans ce rapport, implique une sensibilité quasi exclusive au rayonnement dont la polarisation est alignée avec la direction des méandres. Cette caractéristique est particulièrement intéressante pour la polarimétrie, mais divise par deux la puissance collectée dans le cas d'une source non polarisée. Des géométries de résonateurs sensibles de façon égale à toutes les directions de polarisation ont été proposées dans la

collaboration *NIKA* [12].

Résistivité normale du matériau

Pour un couplage indépendant de la fréquence, on pourrait s'attendre à une réponse spectrale plate, dans la bande où l'énergie des photons ne permet de casser qu'une seule paire de Cooper. En pratique, le couplage optique présente une bande spectrale limitée. Des calculs d'adaptation d'impédance ont permis de simuler un spectre d'efficacité tel que celui de la *figure 69-a*. Il met en évidence l'importance de l'inductance sur la bande passante.

Des mesures réalisées à l'Institut Néel, grâce à l'Interféromètre de Martin-Puplett, présentent une bande passante *large*, limitée par les filtres optiques (*figure 69-b*). D'autres mesures, réalisées à l'IRAM à température ambiante et sous rayonnement type ondes planes [44], présentent un spectre plus sélectif. En revanche, la position en fréquence évolue de façon attendue avec l'éloignement du *backshort*. Un travail supplémentaire doit être mené pour comprendre ces résultats.

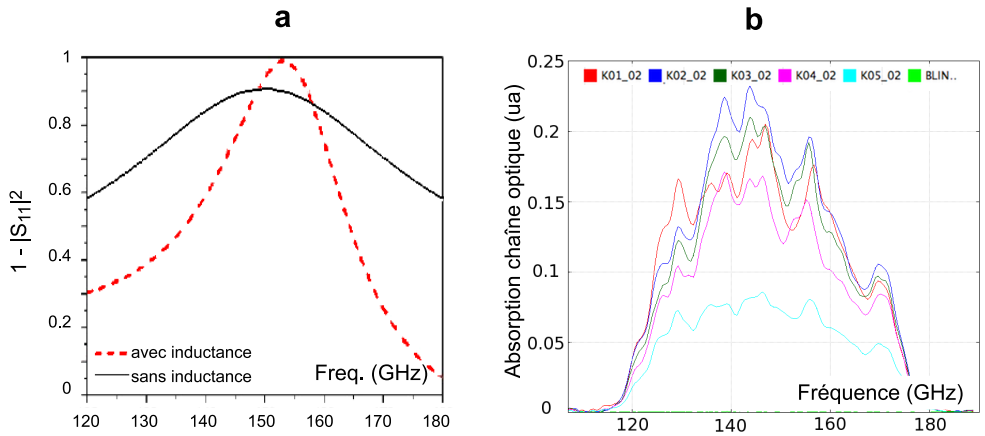


Figure 69 – *La réponse fréquentielle des KIDs n'est pas encore parfaitement comprise.* ***(a)*** *Spectre simulé.* ***(b)*** *Spectre obtenu avec un Interféromètre de Martin Puplett et des détecteurs refroidis (chaîne optique complète).*

Les effets de l'inductance sur l'impédance du détecteur peuvent être réduits en augmentant la résistance normale du résonateur. Des matériaux tel que le TiN pourraient être utilisés dans ce sens. L'obtention d'une ligne d'impédance carrée égale à celle du vide serait également

12. Voir les travaux de thèse à venir de Markus ROESCH, notamment.

plus facile à réaliser sur la surface du pixel, facilitant le couplage optique.

Un autre bénéfice serait d'augmenter l'importance de l'inductance cinétique, relativement à l'inductance géométrique. Une fraction cinétique $\alpha = 0.9$ pourrait par exemple être obtenue. A la condition que le temps de vie des quasi-particules ne s'en trouve pas modifié [13], la sensibilité s'en trouverait améliorée d'autant.

On notera cependant qu'une telle fraction cinétique augmente l'incertitude sur les fréquences de résonance (voir *III.3.2*).

Un autre objectif, au travers de ces expérimentations, était de produire des matrices suffisamment performantes pour équiper la *CAMERA* pour la campagne d'observation au télescope de l'IRAM (voir *I.2.2*). Les mesures sur les détecteurs ayant présenté les meilleurs performances sont détaillées ci-dessous.

3.4.2 Performances de quelques détecteurs

Généralités

On retrouve de façon général les mêmes problématiques pour l'ensemble des échantillons testés. D'une part, le problème d'intrication des résonances, illustré par la *figure 70*, qui peut se traduire par la perte de certains pixels. Ce phénomène a d'avantage toucher certains échantillons, mais de façon générale seulement une faible fraction de pixels ($\sim 3 - 5$ %) est touchée.

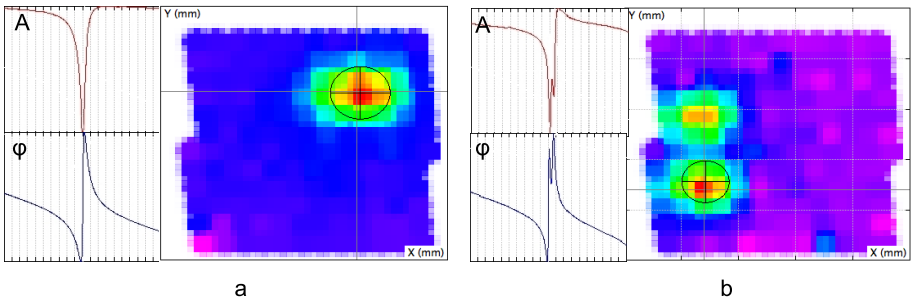


Figure 70 – *L'intrication de certaines résonances, visible au (b) sur l'amplitude A et la phase φ, se manifeste principalement pour des pixels voisins, comme le montre la carte XY associée.*

13. Une étude de JPL-CALTECH-UCSB semble aller dans ce sens [45].

On notera également une source de bruit particulière, illustrée par la *figure 71* : on observe des sauts brusques et irréguliers de la phase, d'origine non optique et en absence de toute perturbation magnétique extérieure. Ce bruit à deux niveaux est notamment favorisé par une trop forte puissance du signal de lecture.

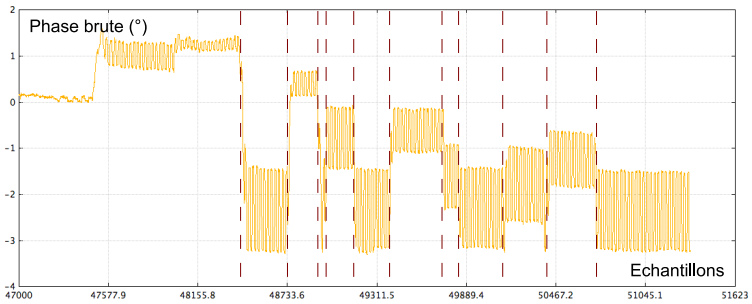


Figure 71 – *Des sauts de phase brusques entachent la mesure de certains détecteurs, ici pendant une modulation rapide de la source avec le chopper.*

NICA 3.3 et *SRON 4.2*

Les échantillons *NICA 3.3* (fabriqué à l'Institut Néel) et *SRON 4.2* (fabriqué par SRON) ont été sélectionnés pour la campagne d'observation au Pico Veleta en octobre 2009. Les caractéristiques de ces deux échantillons sont résumées par le *tableau 3*. On notera notamment la différence de technologie entre les deux matrices. Des résultats complémentaires sont apportés à la partie IV, concernant la campagne d'observation au radiotélescope de l'IRAM.

La *figure 72-a* montre la photographie de l'échantillon *NICA 3.3*, monté dans un support en aluminium. La ligne de transmission est connectée par l'intermédiaire de lignes 50 Ω. La répartition spatiale des détecteurs se retrouve sur la localisation expérimentale des pixels, *figure 72-b*. Une résonance manquante et deux résonances intriquées expliquent les trois pixels manquants. Cet échantillon fait partie des premières générations de matrices de KIDs développées à l'Institut Néel et a été réalisé avec une couche de 40 nm d'aluminium. Une étendue spectrale de 50 MHz des résonances a permis d'utiliser l'électronique de lecture par détection synchrone.

La réciproque est donnée pour l'échantillon *SRON 4.2* en *figure 73*. Sur la photographie, on peut voir les micro-lentilles assurant le couplage optique avec les antennes. Malgré la présence de trois paires de résonances intriquées,

	NICA 3.3	*SRON 4.2*
Détecteurs :		
Nombre	30	42
Type	*Lumped Elements*	$\lambda/4$
Couplage	Direct (+ *backshort*)	micro-lentilles + antennes (+ *backshort*)
Espacement	$0.6\ F\ \lambda$	$0.6\ F\ \lambda$
Bande spectrale	1.51 – 1.555 GHz	4.82 – 5.09 GHz
NEP_{pixel} (W.Hz^{-1})	$1.2\ 10^{-15}$	$3\ 10^{-15}$
NET_{lobe} (mK.s$^{1/2}$)	15	40
cross–polarization	~ 20 %	~ 10 %

Table 3 – *Propriétés principales des échantillons utilisés à l'IRAM en 2009. Les mesures ont été réalisées sur la phase brute.*

chacun des 42 pixels a pu être localisé dans le plan détecteur, ainsi que le montre la *figure 73-b*. On notera également que des pixels situés de part et d'autre de la matrice ont été optiquement localisés. Ces pixels, dépourvus de lentilles (et nommés *BLINDS*), ont été ajoutés pour servir de référence, en vue d'une décorrélation du bruit électronique.

NICA 5A.2 et *SRON H4*

Les échantillons *NICA 5A.2* et *SRON H4* font partie du développement mené pour équiper la *CAMERA* pour une seconde campagne de test à l'IRAM. Ils ont été caractérisés en août et septembre 2010 et illustrent les progrès accomplis. La caractérisation bénéficie de l'ensemble des améliorations de la plateforme de mesure et du programme d'acquisition présentées dans ce manuscrit. Nous présentons ici les résultats les plus significatifs. Un aperçu de ces matrices est présenté par les *figures 74-75* .

Pour l'échantillon *SRON H4*, optimisé pour un échantillonnage et une absorption à 1 mm, l'espacement des résonances est de l'ordre de 4 MHz. Compte tenu d'une bande de $\sim$ 200 MHz délimitée par l'électronique de lecture, un nombre restreint de pixels peut être mis en œuvre. Un autre échantillon, semblable à celui-ci, semble plus prometteur au niveau de la sensibilité et pourrait être utilisé lors de la seconde campagne de test de l'instrument à l'IRAM, en octobre 2010.

L'échantillon *NICA 5A.2*, mettant en œuvre 144 détecteurs optimisés pour la bande 2 mm, présente une moins grande dispersion des résonances.

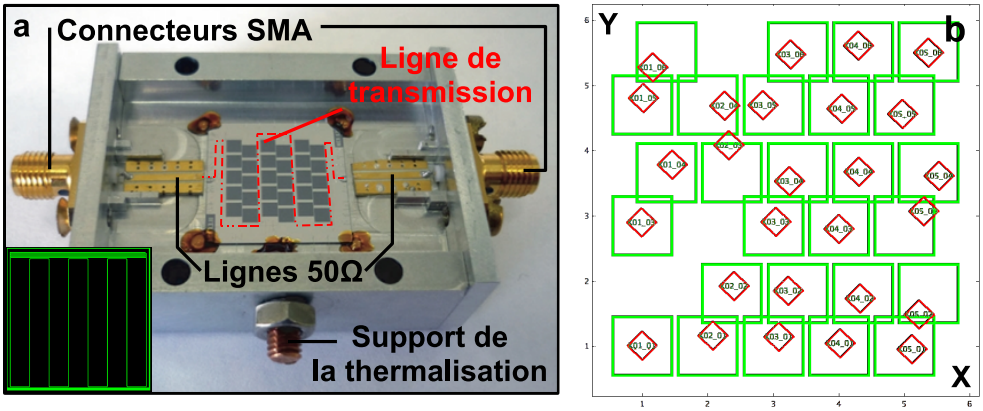


Figure 72 – *Echantillon NICA 3.3. 27 des 30 détecteurs constituant le plan focal ont été identifiés.*

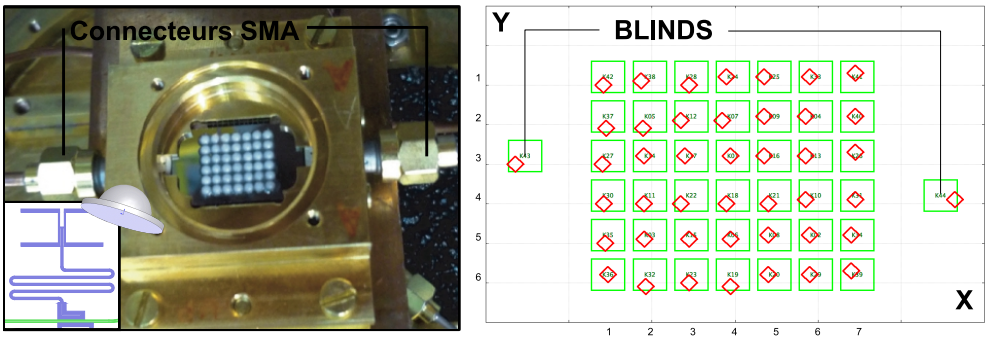


Figure 73 – *Echantillon SRON 4.2. 42 résonateurs quart d'onde, associés à des micro-lentilles, échantillonnent le plan focal à la fréquence de Nyquist.*

Le nombre de pixels qu'il est possible de lire est alors limité par le nombre de canaux, soit 112.

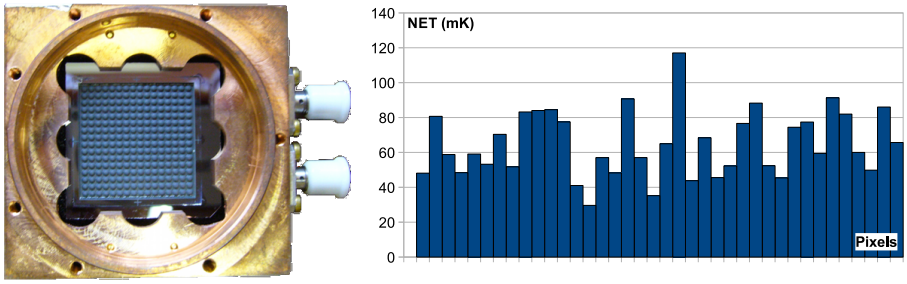


Figure 74 – *Résumé des mesures entreprises sur SRON H4.* ***(a)*** *Une matrice de lentille usinée au LASER équipe cet échantillon de 256 pixels, optimisé pour une absorption à* 1 mm. ***(b)*** *Sensibilité moyenne : de l'ordre de* 50 mK.Hz$^{-1/2}$.

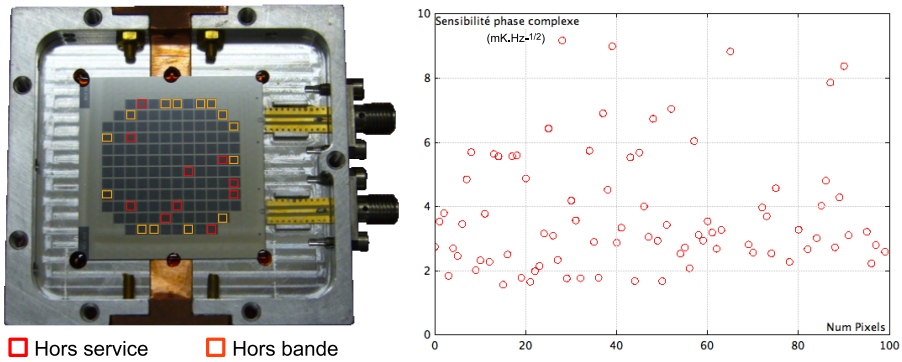


Figure 75 – *Résumé des mesures entreprises sur NICA 5A.2.* ***(a)*** *Seuls 10 pixels n'ont pu être imagés.* ***(b)*** *Sensibilité (par pixel) mesurée pour les 100 premières résonances.*

Chapitre 4

Comparatif bolomètres - KIDs

A la lumière des expériences menées durant cette thèse, on peut proposer un comparatif succin entre les bolomètres et les KIDs pour les utilisations futures dans le domaine de l'imagerie appliquée à l'astronomie. On se référera à la partie I pour le rappel des besoins de l'astronomie millimétrique.

Au-delà de ces critères, le développement de détecteurs doit aussi tenir compte de paramètres pratiques tels que :

La simplicité de fabrication : avec des milliers de pixels, la fabrication ne doit pas demander une intervention manuelle pixel par pixel.

La reproductibilité : le perfectionnement des détecteurs se fait nécessairement par étapes ; il est donc important de pouvoir reproduire les paramètres jugés positifs d'un échantillon sur l'autre, tout en modifiant les paramètres non optimums. La reproductibilité permet également d'avoir une bonne uniformité des détecteurs, ce qui permet des caractérisations systématiques de l'ensemble des détecteurs de l'échantillon, sans avoir à traiter du cas par cas.

La fiabilité : l'ensemble de la chaîne doit être robuste ; une défaillance d'un des éléments doit avoir le minimum d'impact sur le fonctionnement du reste de la chaîne.

Les tableaux comparatifs suivants mettent en avant certains types de détecteurs, relativement à différents critères. On désignera par 'K' les KIDs, 'B' les bolomètres classiques et 'B_{ec}' les bolomètres à électrons chauds.

Fabrication	
$K + B_{ec}$	Les bolomètres à électrons chauds et les KIDs présentent une simplicité de fabrication voisine, face à la complexité des étapes de fabrication et de structuration des bolomètres suspendus sur membrane.
$B + B_{ec}$	Pour garantir l'espacement en fréquence des résonances, les KIDs doivent être réalisés avec une très grande précision. Les incertitudes de fabrication sont encore une contrainte forte pour l'optimisation du nombre de détecteurs.
Remarque : pour des instruments en ballon ou satellite, une suspension sur membrane des détecteurs devrait de toute façon être réalisée, afin de réduire la sensibilité aux cosmiques. On notera également que des conception de KIDs plus complexes sont développées par certaines équipes, pour tenter d'améliorer la sensibilité des détecteurs.	

Lecture	
K	Le multiplexage intrinsèque des KIDs est beaucoup plus simple que le multiplexage possible avec les bolomètres : composants, câblage et encombrement à froid minimaux, tandis que le multiplexage des bolomètres requiert l'utilisation de transistors ou de SQUIDs et de harnais multi-fils, sources d'in-homogénéité et de défaillance.
Remarque : actuellement, l'adressage logiciel des KIDs, compliqué par la dispersion fréquentielle des résonances dans la bande passante, apporte une complexité supplémentaire à la lecture des KIDs. Cependant, nous avons montré que cette difficulté pouvait être gérée et ne pose pas de problème pour la mise en œuvre d'un instrument.	

Sensibilité	
B	Les bolomètres ont pour le moment démontré une supériorité en ce qui concerne la sensibilité. Cette dernière peut de plus être adaptée à l'application, au moment de la fabrication, en découplant plus ou moins le thermomètre du bain thermique. Un abaissement de la température permet également un gain en sensibilité.
B_{ec}	Le découplage électrons-phonons diminuant comme $\sim T^{-4}$, le gain en sensibilité est d'autant plus important lorsqu'on réduit la température.
Remarque : la sensibilité des KIDs peut être ajustée par le couplage des résonateurs à la ligne de base. Cependant le temps de vie des quasi-particules présente une limite haute, non expliquée pour le moment, qui limite finalement la sensibilité.	

Homogénéité	
B	Il a été démontré qu'une très faible dispersion des performances était réalisable sur des matrices de bolomètres (moins de 10 % pour nos propres matrices). Les résonances des KIDs montrent pour l'instant une plus grande disparité (facteur de qualité, forme, sensibilité,...).
K	Le système de lecture des KIDs est moins sujet aux inhomogénéités que les systèmes de multiplexage actuels pour les bolomètres, pour lesquels chaque interrupteur (transistor ou SQUID) a des performances propres susceptibles d'influencer la mesure.

Immunité à l'environnement	
K	Les KIDs sont beaucoup moins sensibles aux vibrations et aux fluctuations de la température du bain thermique.
$B + B_{ec}$	Les bolomètres sont moins sensibles au champ magnétique.
Les KIDs sans membrane offrent une sensibilité plus élevée que les bolomètres aux cosmiques. Cependant, le temps de réponse des premiers, bien inférieur à celui des seconds, permet une discrimination plus facile.	

Diaphonie	
B	Les bolomètres ne présentent pas de diaphonie intrinsèque, tandis que les couplages existant entre KIDs peuvent induire une intrication importante des signaux.
La diaphonie ne touche en pratique qu'un faible pourcentage des détecteurs d'une matrice de KIDs, ce qui limite grandement l'importance de ce point. On notera également que la le multiplexage fréquentiel des bolomètres, utilisant des filtres accordés, est susceptible d'introduire une diaphonie semblable.	

Dynamique
La dynamique des bolomètres et des KIDs peut être assez finement adaptée à l'application envisagée.

Stabilité	
B	Le déplacement des résonances entre deux mises-en-froid des KIDs introduit un risque de dégradation du nombre de pixels opérationnels entre deux expériences. Ce point ne concerne toutefois qu'un très faible pourcentage de détecteurs.

Fiabilité
Une différence entre les bolomètres et les KIDs vient du facteur de multiplexage des détecteurs : pour les KIDs, un problème sur la ligne de transmission ou l'électronique entraîne la perte d'un grand nombre de détecteurs ; pour les bolomètres, seule une fraction réduite de détecteurs est perdue. Cependant, en multipliant le nombre des modules électriques, le risque de déficience d'une partie du système augmente.

Bande spectrale de la mesure
La bande passante optique dépend essentiellement du couplage entre le rayonnement et le détecteur. Les différents types de détecteurs sont donc comparables sur ce point s'ils utilisent des antennes ou des cornets.
Par le principe, les bolomètres sont sensibles à toutes les longueurs d'onde, tandis que les KIDs ne sont sensibles qu'aux photons dont l'énergie est suffisante pour casser une paire de Cooper. Cependant il est possible de produire des matériaux supraconducteur pour une très large gamme de températures critiques, notamment par l'emploi d'alliages dont la composition est finement contrôlée.

Sensibilité à la polarisation optique
Elle dépend du couplage optique. La problématique est donc équivalente dans le cas d'un couplage par antenne. Une absorption directe peut également être utilisée, auquel cas la géométrie de l'absorbeur détermine la sensibilité à la polarisation. Là encore, des possibilités équivalentes existent pour les bolomètres et les KIDs.

Quatrième partie

Campagne de test au Pico Veleta

En octobre 2009, nous avons eu l'occasion d'expérimenter la *CAMERA* au radiotélescope de 30 mètres de l'IRAM. Les progrès très rapides réalisés sur les KIDs et les nouvelles perspectives qu'ils ouvrent ont orienté le choix des détecteurs. Cette campagne de test constituait la première démonstration d'une matrice de KIDs pour l'astronomie dans le millimétrique et, à une échelle plus réduite, un aboutissement des travaux entrepris au cours de cette thèse. Elle a également permis à l'équipe d'acquérir de nouveaux savoirs et savoir-faire, notamment en ce qui concerne le protocole d'observation mettant en œuvre plusieurs dizaines de pixels.

Cette partie couvre les étapes importantes de la campagne, de l'installation aux observations réalisées, en passant par les processus d'étalonnage et de mesure. Le lecteur intéressé pourra également consulter l'article [46], synthèse de cette campagne.

Chapitre 1

Introduction

Motivation

La caractérisation de l'instrument en laboratoire avait apporté des résultats encourageants, susceptibles de faire de l'instrument un démonstrateur tout à fait performant des KIDs pour la réalisation d'une caméra dans la bande millimétrique. Mais elle avait également montré des limites, notamment en ce qui concerne la sensibilité des détecteurs. La mesure de celle-ci, réalisée alors sans le *simulateur de ciel* (voir *II.2.2*), était entachée d'une incertitude instrumentale conséquente.

La campagne de test au Pico Veleta devait démontrer les qualités de l'instrument dans son ensemble, et en particulier des KIDs, dans un contexte expérimental mieux maîtrisé, car fixé par un environnement hautement contrôlé. L'expérience devait également profiter aux membres de l'équipe quant à l'appréhension des contraintes liées à la mise en œuvre de l'instrument sur le site. Cette expérience est en effet indispensable pour pouvoir envisager la réalisation d'un instrument d'observation à demeure.

Déroulement de la campagne

La campagne a pris place entre le 15 et le 28 octobre 2009. En cette période de l'année, une opacité de l'atmosphère de l'ordre de 10 % à 2 mm est courante, contribuant pour $\sim$ 25 K au rayonnement de fond. Ajouté à l'émission du télescope, il conduit à une puissance de fond totale de $\sim$ 50 K. Ces conditions, non optimales, étaient toutefois suffisantes pour le test de notre instrument, en cours de développement et ayant montré en laboratoire une sensibilité moindre.

La planning est rapidement présenté par le diagramme chronologique en

Jour	Commentaire	Ech	Elec	τ
15	Transport			
16	Installation			
17	Mise en place instrument – mise en froid			
18	Alignement mécanique – test électronique			
19	Premières observations – calibrations optique	SRON 2.42	FFT	
20	Vénus – Saturne ; interruption pour cause de vent			
21	Mars – 3C273 – 3C279 – Vénus – Saturne – Jupiter			
22	Vénus – 3C345 – MWC349 – K350A			
23	Changement de détecteurs			
24	Mars – 3C273 – 3C345 – B1418+546 – Pcyg – MWC349 – B1800+440 – K350A – G34.3 – M51 - GRB091024	NIKA 3.3	FFT	0.3
25	Mars – 3C273 – B1418+546 – ARP220 – Vénus – Pluton – WR147		FPGA	0.2
26	Secondaire vibrant : Mars – M82 – MWC349 – W49 – G34.3			0.22
27	Mars – 3C273 – M82 – M87 – Arp220 – W49 – G34.3			0.22
28	Désinstallation			

Figure 76 – *Les deux semaines sur le site se sont réparties entre des phases techniques et six plages de mesure de 12 heures. On notera que l'opacité est donnée pour* $\nu = 225$ GHz.

figure 76. Outre les phases d'installation et de désinstallation, il présente six demi-journées d'observation, de 8h à 20h (plage diurne, donc).

Au cours de cette campagne, nous avons réalisé des mesures avec deux échantillons distincts, tous deux prometteurs pour une future génération de détecteurs :

SRON 4.2 Un échantillon de 42 KIDs, type résonateurs quart d'onde et fabriqué par SRON. Deux demi-journées lui ont été consacrées. Les conditions météorologiques n'ont pas permis des observations très nombreuses.

NICA 3.3 Un échantillon de 32 KIDs, type *Lumped Elements* et fabriqué à l'Institut Néel. Quatre demi-journées lui ont été consacrées.

Les performances de ces détecteurs, mesurées en laboratoire préalablement à la campagne de test, ont été présentées au chapitre *III.3*. Un champ de vue de l'ordre de 45 arcsec de côté est défini par la taille des matrices et l'optique de la chaîne instrumentale.

La configuration de l'instrument est décrite rapidement par le *tableau 4*. L'instrument utilisait l'optique mono-bande définie à la section *II.1.2*, permettant le montage d'une seule matrice. Un temps technique d'une journée entre les deux phases de mesure a permis de réchauffer et ouvrir le cryostat, changer l'échantillon, refermer et refroidir les détecteurs.

Cryostat	CAMERA Réservoir ^4He Dilution $^3He -^4 He$ $T_{base} = 100$ mK
Optique	monobande bande spectrale $125 - 175$ GHz bafflage réflecteur $\Omega_{PSF} = 15$ arcsec
Electronique type FFT	bande de 400 MHz résolution de 12.2 kHz 32000 points de mesure mesure à 5 Hz
Electronique rapide - FPGA	bande de 45 MHz résolution jusqu'à 1 Hz mesure à 25 Hz 32 canaux de lecture

Table 4 – *Configuration de l'instrument pour la campagne à l'IRAM*

1.1 Installation de l'instrument

La taille raisonnable de l'instrument a permis de réaliser le montage des détecteurs et la fermeture du cryostat hors de la cabine, puis de monter l'instrument complet au moyen du treuil. L'interruption du faisceau pour la mise en place complète aura nécessité moins de deux heures.

1.1.1 Chaîne optique

Pour s'intégrer à la chaîne optique du télescope (*I.2.1*), des miroirs supplémentaires ont été nécessaires. Ces optiques, présentées schématiquement en *figure 77*, permettent la focalisation du faisceau sur le plan des détecteurs. Une image du faisceau est formée approximativement sur le miroir $M7$. Pour faciliter l'alignement des différents éléments, les miroirs $M6$, $M7$ et $M8$ ont été fixés avec précision sur un support lié au cryostat.

Alignement optique mécanique

Un laser est utilisé pour centrer l'ensemble *CAMERA + optiques* par rapport au faisceau : en agissant tout d'abord sur la position du cryostat, puis sur des vis micrométriques, le miroir $M7$ est orienté de façon à ce qu'un

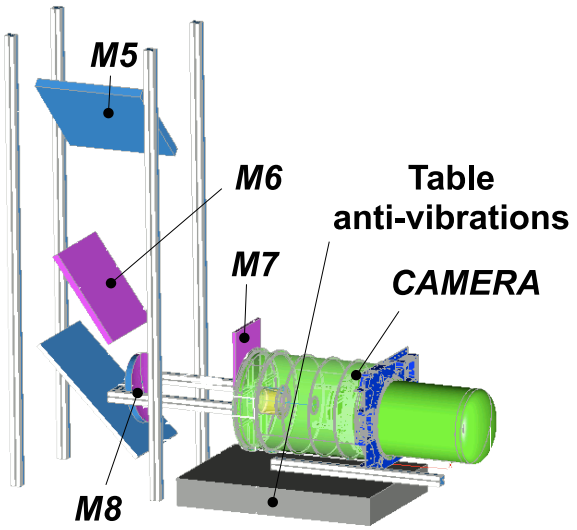


Figure 77 – *Optique d'adaptation entre le cryostat et le télescope. Les miroirs plan $M5$ à $M7$ permettent la focalisation du faisceau au niveau du miroir de champ ellipsoïdale $M8$.*

faisceau laser, émis dans l'axe du faisceau depuis le centre du miroir $M3$ (démontable), atteigne le centre de la fenêtre d'entrée du cryostat, en passant par le centre du miroir parabolique $M8$.

Une procédure d'alignement logicielle, présentée au *IV.2.3*, est ensuite nécessaire pour parfaire l'alignement sur le ciel .

Remarque :

- Les miroirs du télescope sont réalisés de telle sorte que la lumière visible (entre autre) ne soit pas focalisée, ceci afin d'éviter un échauffement localisé des centres focaux. Pour que le faisceau laser puisse se propager avec précision, des petits miroirs ont été temporairement fixés sur les miroirs $M4$ à $M8$ avec un point de graisse.
- Pour éviter les perturbations dues aux vibrations et déplacements de la cabine, le cryostat est monté sur une table anti-vibrations.

1.1.2 Synchronisation des données et du pointage

La chaîne d'acquisition des données des détecteurs est tout à fait indépendante du contrôle du télescope. Le pointage de ce dernier a été intégré aux mesures selon le schéma synoptique présenté à la *figure 78* : l'ordinateur

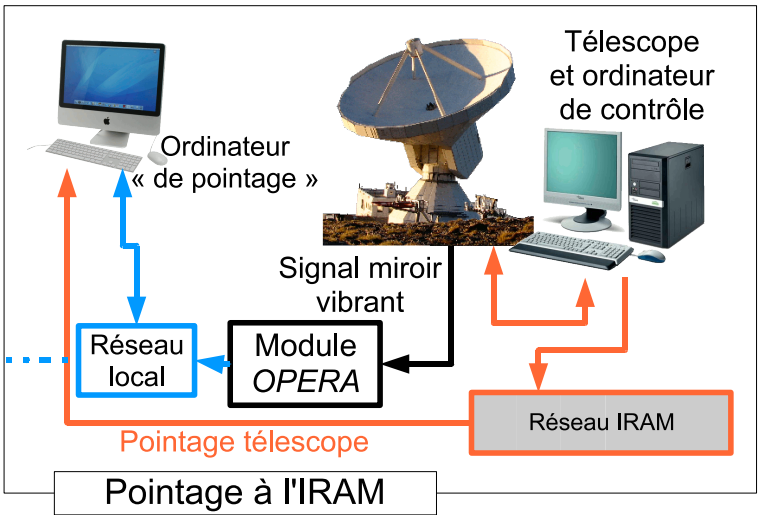


Figure 78 – *Synoptique de l'acquisition du pointage du télescope au Pico Veleta.*

de pointage, exclusivement dédié à cette utilisation, interroge un serveur de l'IRAM ; il réceptionne les informations, transmises à une fréquence fixe de 1 Hz, puis interprète et transmet les données utiles sur le réseau local. Cette architecture est au final tout à fait semblable à celle utilisée au laboratoire et le même système d'interpolation du pointage a pu être utilisé.

Les données de pointage accessibles sont multiples : identification de la source, repères de temps, coordonnées du balayage, identification des *scans* et des *subscans*, etc. Ces mêmes données, complétées par d'autres (angle parallactique,...), sont enregistrées en parallèle sur un serveur de l'IRAM, à une fréquence (60 Hz) plus élevée que la transmission du pointage sur notre réseau d'acquisition. Elles peuvent être utilisées pour un post-traitement des données : la position du pointage est alors plus précise, car non interpolée.

1.1.3 Contrôle de l'expérience

L'électronique de lecture a été montée sur une colonne étagée, à la verticale du cryostat. Une liaison Ethernet dédiée, entre la cabine et nos ordinateurs d'acquisition, a permis de mener la plupart des opérations depuis la salle de contrôle. Un ordinateur portable permettait le même accès au réseau depuis la cabine, de façon à pouvoir contrôler la cryogénie au cours des interventions techniques (remplissage, changement de bouteille, réglage de l'électronique,etc.).

Outre l'ordinateur dédié exclusivement au pointage, quatre ordinateurs étaient utilisés pour l'acquisition des données. Autant de machines n'est pas indispensable mais offre, de part l'architecture du logiciel d'acquisition, plusieurs avantages :

- L'enregistrement des données par chacune des machines assurait leur sécurisation.
- Des traitements en temps-réel différents pouvaient être menés en parallèle sur plusieurs machines.
- Une machine pouvait servir au développement du programme, permettant de mettre très rapidement à profit les leçons tirées des premières calibrations et observations et du dépouillement hors ligne [1].
- Une machine pouvait être utilisée pour rejouer les données brutes sauvegardées, afin d'essayer différents traitements (synchronisation *données-pointage*, filtrages, étalonnages,...) ou améliorations du programme.

Un serveur, également utilisé pour la sauvegarde des données, était utilisé pour réaliser les premiers dépouillements hors ligne. Il s'agissait principalement de commencer la mise en place des algorithmes permettant un dépouillement automatisé.

Cryogénie

Le remplissage du cryostat devait être réalisé une fois par jour. En laissant une bouteille d'hélium liquide branchée au cryostat, et en déportant à l'étage inférieur le boîtier de lecture du niveau d'hélium, deux remplissages du cryostat étaient réalisés sans avoir à pénétrer dans la cabine.

Le banc de dilution a été placé au milieu de la cabine, permettant d'y accéder sans couper le faisceau, au cas où une intervention physique eut été nécessaire. L'essentiel des commandes de la dilution se faisait depuis la salle de contrôle, via le réseau dédié à notre instrument.

1. Les principales modifications étaient cependant apportées en dehors des temps d'observation.

Chapitre 2

Processus d'observation

2.1 Référentiels et contraintes observationnelles

On distingue trois repères utiles pour la représentation spatiale des données :

Coordonnées Ascension-droite – Déclinaison : également appelé Ra-Dec (*Right-ascension – Declination*), ce repère sphérique est défini par l'axe de rotation de la Terre, et une direction fixe par rapport aux étoiles[1]. La déclinaison définit l'angle par rapport à l'axe polaire. A l'exception de certaines sources, telles que les planètes de notre système solaire, les objets célestes ont des coordonnées fixes dans ce repère. C'est donc dans celui-ci que doivent être projetées les données pour l'accumulation des cartes, réalisées lors de différents balayages d'une même source.

Coordonnées Azimut–Elevation : ce repère sphérique, appelé AzEl, est lié à la position géographique du télescope. L'horizon définit le plan de base, référence pour l'élévation, tandis que le plan méridien définit la référence pour l'azimut. Un intérêt majeur de ce repère est que l'épaisseur de l'atmosphère traversée par le rayonnement détecté ne dépend pas de l'azimut.

Le plan détecteur : c'est un repère orthogonal, aligné sur les axes de l'organisation matricielle des détecteurs. La représentation dans ce repère permet de mettre en évidence le défaut d'orientation de la matrice et facilite l'identification des pixels. Le miroir Nasmith équipant le télescope implique une rotation de la source dans ce repère lorsque l'élévation change.

1. Direction du soleil à l'équinoxe de printemps.

La réalisation de cartes demande une projection du champ d'observation (surface sphérique) dans un repère 2D. Dans ce mémoire, les sources considérées sont suffisamment peu étendues pour que les coordonnées sphériques (AzEl ou RaDec) puissent être considérées comme une base de projection acceptable. Par la suite, on considérera des repères 2D orthonormés (Ra,Dec), (Az,El), (X,Y).

Changement de coordonnées

Le passage d'un système de coordonnées à un autre est nécessaire pour lier la source, définie dans le repère (Ra,Dec), aux détecteurs, définis dans le repère détecteurs (X,Y). Les notations pour les transformations suivantes s'appuient sur la *figure 79*.

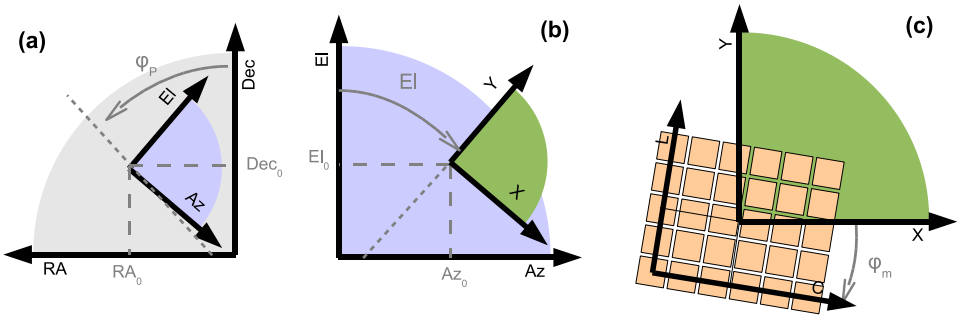


Figure 79 – *Illustration des transformations permettant le passage d'un repère à un autre.*

Nous exprimons ici les transformations permettant de passer des coordonnées AzEl, transmises par le télescope, aux autres systèmes de coordonnées. Le passage d'un repère $R_1(O_1, X_1, Y_1)$ à un repère $R_2(O_2, X_2, Y_2)$ peut être décrit par les coordonnées de O_1 dans le repère R_2 et l'angle de rotation du repère R_1 par rapport au repère R_2.

Les coordonnées de chaque pixel sont déterminées d'une part par les coordonnées du pointage et d'autre part par la position relative du pixel par rapport au pointage. Les premières transformations présentées ci-après permettent de déterminer les coordonnées du pointage dans les trois repères.

AzEl -> RaDec

Le passage des coordonnées locales aux coordonnées spatiales est lié à plusieurs paramètres :

- Le *Local Sideral Time* (LST) est le temps en secondes, défini par rapport à l'alignement du méridien local dans la direction d'une étoile lointaine.
- Le *Modified Julian Day* (MJD) est défini comme $JD - 2400000.5$, où JD est le jour décimal, à partir du 1er Janvier de l'an -4713 à minuit. Ces paramètres définissent l'orientation dans le repère RaDec du méridien auquel appartient l'instrument.
- La latitude du télescope ($Lat \approx 37.07^{\circ}$) achève la localisation de l'instrument sur le globe terrestre.

Un point M_0 de coordonnées (Az_0,El_0) dans le repère (Az,El) est repéré en (Ra,Dec) par :

$$\begin{pmatrix} Ra_0 \\ Dec_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \arcsin\left(\sin(Lat) \cdot \sin(El_0) + \cos(Lat) \cdot \cos(El_0) \cdot \cos(Az_0)\right) \\ LST + ah \end{pmatrix}$$

Avec ah l'angle horaire défini par :

$$ah = \arctan\left(\frac{-\sin(Az_0) \cdot \cos(El_0)}{-\cos(Az_0) \cdot \sin(Lat) \cdot \cos(El_0) + \sin(El_0) \cdot \cos(Lat)}\right)$$

AzEl -> Détecteurs

Comme nous l'avons évoqué, le miroir Nasmith introduit une rotation entre le repère AzEl et celui lié aux détecteurs. Cet angle est tout simplement égal à l'élévation. On a donc :

$$\begin{pmatrix} X_0 \\ Y_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Az_0 \\ El_0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(El_0) & \sin(El_0) \\ -\sin(El_0) & \cos(El_0) \end{pmatrix}$$

Localisation des pixels

Les transformations précédentes permettent de déterminer les coordonnées du centre du champ de vue. La connaissance des positions des détecteurs relativement à ce centre permet de déterminer la position de chacun des pixels.

L'identification des pixels permet de déterminer leurs coordonnées dans le plan détecteurs. Nous avons choisi de donner ces coordonnées selon un format (C, L), où C et L sont les coordonnées selon deux axes orthogonaux, normalisées par rapport à la distance moyenne entre pixels, et données relativement à un pixel de référence. Dans le cas simple où les pixels sont disposés selon un maillage carré, C et L sont alors la colonne et la ligne du détecteur dans ce maillage.

Le grossissement g et le centre (C_0,L_0) du faisceau sont également définis d'après ce standard. On rappelle qu'on note φ_m le défaut d'alignement de la matrice dans le plan détecteur. La position de chaque pixel dans le plan détecteur, en secondes d'arc et relativement au centre du faisceau, est alors donnée par :

$$\begin{pmatrix} X_i \\ Y_i \end{pmatrix} = g.\left[\begin{pmatrix} C \\ L \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} C_0 \\ L_0 \end{pmatrix}\right] \cdot \begin{pmatrix} \cos(\varphi_m) & \sin(\varphi_m) \\ -\sin(\varphi_m) & \cos(\varphi_m) \end{pmatrix}$$

Les transformations présentées précédemment permettent alors d'exprimer les positions dans les repères AzEl et RaDec :

$$\begin{pmatrix} Az_i \\ El_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Az_0 \\ El_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} X_i \\ Y_i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(El_0) & \sin(El_0) \\ -\sin(El_0) & \cos(El_0) \end{pmatrix}$$
$$\begin{pmatrix} Ra_i \\ Dec_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Ra_0 \\ Dec_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} X_i \\ Y_i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(El_0 + \varphi_P) & \sin(El_0 + \varphi_P) \\ -\sin(El_0 + \varphi_P) & \cos(El_0 + \varphi_P) \end{pmatrix}$$

Où φ_P est l'angle parallactique défini par :

$$\varphi_P = \arctan\left(\frac{\cos(Lat) \cdot \sin(LST - Ra_0)}{\sin(Lat) \cdot \cos(Dec_0) - \cos(Lat) \cdot \sin(Dec_0) \cdot \cos(LST - Ra_0)}\right)$$

2.2 Stratégies d'observation

La stratégie d'observation joue, sur le télescope, un rôle très important : elle définit le champ d'observation et conditionne son échantillonnage, elle contraint la réjection du bruit de ciel, la durée des observations, etc.

La principale contrainte est liée au bruit de ciel, dominant nombre de sources à une fréquence inférieure à 1 Hz. Pour éliminer la gène de ce bruit basse fréquence, il convient de transposer le signal optique à plus haute fréquence. Ainsi, il est possible d'extraire le contraste entre une source et le fond de ciel, indépendamment des fluctuations basse fréquence des mesures.

2.2.1 Utilisation du secondaire vibrant (*Wobbler*)

Un mode d'observation usuel consiste à pointer le télescope alternativement dans deux directions légèrement différentes, pour lesquelles l'opacité atmosphérique est identique. La mesure différentielle entre les deux positions permet de filtrer le bruit de ciel basse fréquence sur l'ensemble des détecteurs, sans nécessiter de balayage. Un dépointage à plus haute fréquence que le bruit

de ciel est nécessaire pour permettre un filtrage efficace. En pratique, ceci est réalisé par le basculement du miroir $M2$. L'amplitude du dépointage correspondant est nécessairement limité, pour ne pas augmenter les aberrations optiques. Un maximum de ± 120 arcsec peut être obtenu avec le télescope de l'IRAM, avec une fréquence de 2 Hz.

Ce mode d'observation, utilisé seul, a cependant plusieurs inconvénients :

- Un même pixel image tout le temps la même portion du ciel. Un pixel mort conduit donc à un trou dans le champ de vue, un pixel peu sensible à un excès de bruit localisé. Dans le cas de sources ponctuelles, l'effet est d'autant plus gênant.
- Le champ d'observation est limité au champ de vue de l'instrument.
- Le dépointage, même rapide, introduit un temps mort dans l'observation.

Ce type de mesure est semblable à l'utilisation du *chopper* en laboratoire (*II.2.1*).

2.2.2 Balayage des sources (*Scan*)

Pour palier aux inconvénients précédents [2], il est nécessaire de balayer la source avec le télescope. Cette stratégie est alors semblable au balayage utilisé en laboratoire (voir *II.2.2.2* et *II.2.4.2*). Comme nous l'avons vu, la vitesse de balayage détermine la bande fréquentielle sur laquelle on échantillonne le signal optique.

La taille du lobe instrumental, déterminée par la procédure d'étalonnage optique (voir *II.2.2.3*), était de 15 arcsec. Le balayage le plus rapide correspond donc à une vitesse de 0.67 lobe.s^{-1} [3]. Celle-ci est suffisante pour extraire une source intense du fond de ciel, mais peut être trop limitée dans le cas de sources faibles ou étendues (voir *I.2.2*).

Pour l'observation de sources très étendues et/ou faibles, il convient donc de combiner les deux modes : le secondaire vibrant, pour filtrer efficacement le bruit basse fréquence, et le balayage, pour couvrir le champ d'observation désiré.

2. Mais également pour couvrir le champ de vue si le remplissage du plan focal n'est pas jointif - cas des matrices à cornets.

3. On rappelle qu'une vitesse de balayage de 10 arcsec.s^{-1} est un maximum au télescope de l'IRAM.

2.2.3 Suivi des sources (*Tracking*)

Le suivi des sources (ou *tracking*) est un mode d'observation en soi : il permet de maintenir le pointage sur une source donnée. Cette source peut être aussi bien statique dans le référentiel RaDec (un quasar, par exemple), que mobile (une planète de notre système solaire).

Ce mode d'observation est généralement combiné avec l'utilisation du secondaire vibrant et/ou du balayage, pour effectuer des mesures de la source, mobile dans le référentiel AzEl.

2.2.4 Stratégie retenue

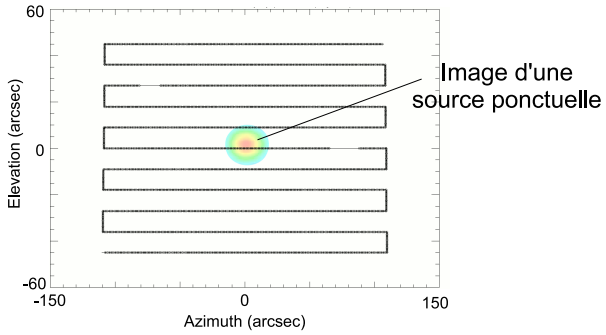


Figure 80 – *Pointage du télescope au cours d'un balayage, relativement à la source suivie. La stratégie adoptée consiste en une succession de subscans à élévation constante. Le pas entre les lignes correspond typiquement à la largeur à mi-hauteur du lobe instrumental.*

Au cours de la campagne, le balayage sans secondaire vibrant a été le plus fréquemment utilisé, car les sources observées étaient peu (ou pas) étendues. L'adjonction du secondaire vibrant, en complément du balayage, a été expérimentée, mais la plus grande complexité de sa mise en œuvre (synchronisation des données avec le dépointage), et le manque d'un traitement temps réel adapté, en ont limité l'usage.

Le balayage a été défini ainsi :

- La vitesse des balayages a, le plus souvent, été fixée au maximum des capacités de l'instrument, à savoir 10 arcsec.s^{-1}. Le lobe instrumental étant de 15 arcsec, cette vitesse correspond à ~ 0.67 lobe.s^{-1}.
- La taille typique des *scans* est de l'ordre de deux fois le champ de vue instantané, de façon à ce que tous les détecteurs voient la source,

environnée par le fond de ciel - la carte est alors homogène en sensibilité sur la source et son environnement proche.
- Des balayages en azimut, à élévation constante, ont permis de maintenir constante l'opacité de l'atmosphère au cours de chaque *subscan*.
- L'espacement en élévation de chaque *subscan* a été choisi pour être de l'ordre de la largeur à mi-hauteur du lobe instrumental, de façon à avoir une couverture jointive du champ d'observation par chaque détecteur.

Le balayage résultant est illustré par la *figure 80*.

Un *tracking* légèrement excentré par rapport à la source était effectué avant le premier *scan*, de façon à exposer les détecteurs au même fond de ciel que celui environnant la source. Au cours de cette phase, un balayage en fréquence permet de redéfinir la fréquence de mesure de chacun des détecteurs. Grâce à l'automatisation des procédures, une minute en dehors de la source suffisait généralement à cette manipulation.

Remarques :

- Une élévation minimum de 30° est nécessaire à une observation dans des conditions correctes. En deçà, le faisceau est fortement perturbé par l'importante épaisseur de l'atmosphère. Une limite haute est de plus fixée à 84°. Au-delà, la précision du suivi des sources n'est plus garantie.
- Le suivi des sources implique une dérive des coordonnées du pointage qui se superpose au balayage linéaire. La trajectoire est donc courbe dans le repère AzEl. Une dérive lente de la charge optique peut donc être présente au cours d'un même *subscan*. La dérive reste cependant suffisamment lente pour être filtrée sans déformation du lobe associé à la source et la variation en élévation au cours d'un *scan* n'était pas suffisante pour observer une modification de la sensibilité des détecteurs.

2.3 Etalonnage

Comme nous allons le voir, plusieurs étalonnages sont nécessaires pour aboutir à l'image finale de la source. Certains doivent impérativement être réalisés avant l'observation des sources, car ils conditionnent l'acquisition des mesures. D'autres concernent le traitement des données acquises, mais il est néanmoins nécessaire d'en disposer au cours des observations, de façon à pouvoir établir en temps réel les cartes nécessaires au contrôle de l'expérience.

2.3.1 Points de fonctionnement des détecteurs

La première nécessité est de définir le point de fonctionnement des détecteurs, dans leur plage de dynamique. Comme cela a déjà été évoqué, les fréquences de mesure des KIDs sont centrées sur les résonances par une procédure automatique (voir *III.3.3*), réalisée alors que le télescope pointe en dehors d'une source.

Le premier re-centrage réalisé après la mise en froid des détecteurs demande une attention plus particulière, car les résonances peuvent s'être déplacées de façon non homogène et de manière significative par rapport au refroidissement précédent. Un balayage fréquentiel relativement large (~ 50 fois la largeur des résonances) ainsi qu'une vérification manuelle des fréquences de mesure étaient alors utilisés.

2.3.2 Etalonnage optique logiciel

Les procédures d'étalonnage optique réalisées en laboratoire (*II.2.2.3*) sont compatibles avec l'observation sur le télescope : en ciblant une source ponctuelle intense (une planète, par exemple), on réalise pour chaque pixel une carte dans les coordonnées des détecteurs.

Pour permettre le traitement des données en temps réel, nécessaire au reste de l'étalonnage optique, une première nécessité est de synchroniser les données avec le pointage. Le balayage de la source se faisant en allers-retours, une mauvaise synchronisation se traduit par l'artefact présenté au *II.2.2*. Un délai est en conséquence ajouté avant traitement des données détecteurs, de façon à supprimer cet artefact.

La bonne reconstruction des cartes pour chaque pixel permet les mesures suivantes : la distance entre les lobes détermine le grossissement ; la direction de leur alignement détermine le défaut d'orientation de la matrice par rapport à l'horizontale.

En laboratoire, l'imagerie se satisfait généralement d'un focus approximatif. Au télescope, le réglage de ce paramètre est important pour avoir une résolution de mesure optimum. Pour ce faire, la position du miroir $M2$ sur l'axe optique doit être ajustée pour que la focalisation se fasse effectivement dans le plan de la matrice. Cette condition est vérifiée lorsque la taille de la tache de diffraction[4] est minimale. En pratique, on réalise un minimum

4. La taille du lobe obtenu pour une source ponctuelle.

de trois images d'une source ponctuelle intense, chacune pour une position différente du miroir $M2$. L'ajustement de ces points par une parabole permet de déterminer la position optimale.

L'identification des pixels avait été faite en laboratoire (voir *II.2.2.3*), néanmoins elle devait être contrôlée à ce moment là, car des résonances pouvaient s'être interverties par rapport à la précédente mise en froid.

La correction de l'offset du pointage et du focus sont des paramètres qu'il est indispensable de définir avant d'entreprendre des mesures (hors étalonnage). Le grossissement, le défaut d'orientation et l'identification n'influencent pas l'acquisition des données brutes, mais sont cependant indispensables pour la co-addition des cartes des différents pixels.

Le modèle de pointage obtenu avec cet étalonnage optique a conduit à une erreur inférieure à 2 arcsec (soit 13.3% du lobe) sur le pointage des sources.

2.3.3 Mesure de la dynamique

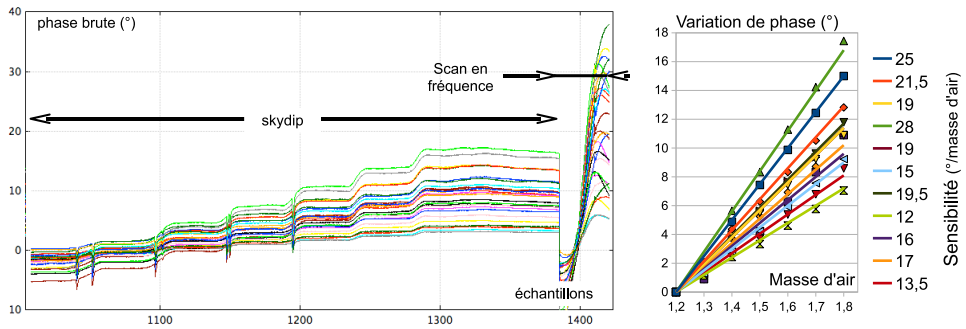


Figure 81 – *Exemple de skydip effectué sur l'échantillon NICA 3.3. Chaque marche correspond à un incrément de la masse d'air de* 0.1.

La dynamique est déterminée par la plage de température (ou de puissance) sur laquelle la réponse des détecteurs peut être considérée comme linéaire. En laboratoire, cette plage est parcourue en chauffant le plan focal grâce au *simulateur de ciel* (voir *II.2.4*). Sur le télescope, un résultat analogue peut être obtenu au cours d'un *skydip*, détaillé ci-dessous.

Le télescope est pointé successivement à différentes élévations. La transmission à travers une couche e_{atm} de l'atmosphère est :

$$t_{atm} = e^{-\tau(\nu).e_{atm}/e_0}$$

où $\tau(\nu)$ est l'opacité à la fréquence ν et e_0 l'épaisseur de l'atmosphère à l'aplomb du site. Le rapport e_{atm}/e_0 est appelé masse d'air (MA) et peut être convenablement approximé, pour une élévation supérieure à 30°, par $1/sin(El)$. La température de l'atmosphère est de l'ordre de 250 K. La température équivalente perçue par les détecteurs est alors donnée par :

$$\begin{aligned} T'_{atm} &= (1 - t_{atm}).T_{atm} \\ &= (1 - e^{-\tau(\nu).MA}).T_{atm} \end{aligned}$$

Pour une faible opacité, on a :

$$T'_{atm} \approx \tau(\nu).MA.T_{atm}$$

Au cours du *skydip*, chaque pas en élévation est choisi de façon à ce qu'il corresponde à un pas constant de la masse d'air traversée, soit un pas constant en puissance (ou en température) pour une faible opacité.

Sur la *figure 81-a*, présentant la phase brute des détecteurs en ordonnée, un *skydip* effectué sur 27 détecteurs est suivi d'un balayage en fréquence. L'enchaînement de ces mesures permet de déterminer à vue la plage des élévations pour laquelle la réponse des détecteurs est linéaire.

En déterminant la variation de phase relativement aux paliers en puissance optique, on obtient la caractéristique présentée en *figure 81-b*. Un ajustement linéaire permet alors de quantifier la réponse et la linéarité des détecteurs. Dans l'exemple présenté, le signal est linéaire avec une erreur typiquement inférieure à 3% sur la variation de 0.6 masse d'air parcourue lors du *skydip*. La mesure se faisant en *phase brute*, la disparité des réponses témoigne d'une disparité des profondeurs des résonances, mais pas nécessairement d'une disparité en sensibilité.

L'utilisation d'un *τ-mètre* permet de déterminer l'opacité de l'atmosphère τ(225 GHz). L'opacité à 150 GHz est déterminée par la relation :

$$\tau(\nu) = \left(\frac{\nu_{GHz}}{225}\right)^2 .\tau(225 \text{ GHz})$$

Une opacité τ(225 GHz) = 20 % a été couramment mesurée pendant la campagne, ce qui implique une opacité de $\sim$ 8.4 % dans la bande à 2 mm et une variation de la température équivalente de ciel de 2.1 K pour une variation de 0.1 de la masse d'air.

2.3.4 Etalonnage des détecteurs

A terme, il est capital de pouvoir relier de façon fiable la réponse des détecteurs à l'intensité des sources observées. L'étalonnage intervient sur la restitution des données, et non sur leur fabrication. Il peut donc être réalisé *a posteriori*, lors du dépouillement des résultats. Aussi, bien que l'exploitation assistée des cartes réalisées en temps réel permette l'étalonnage des détecteurs, les images ont généralement été construites en sommant simplement les données à l'intersection des cartes de chacun des détecteurs (voir *II.2.2.1*). Ce procédé est plus robuste, car il n'est pas influencé par les variations de sensibilité des détecteurs entre différentes observations.

Nous verrons au chapitre suivant qu'un étalonnage pertinent des détecteurs peut être réalisée sur une source ponctuelle intense.

Chapitre 3

Analyse des données

Les premiers résultats, visualisés en temps réel, ont permis les réglages nécessaires à l'acquisition des données. La mise en place d'une procédure de post-traitement des données enregistrées s'est faite en parallèle des acquisitions. Elle a permis de cibler certaines difficultés et d'améliorer la qualité des images, parfois de manière significative.

3.1 Sensibilité au champ magnétique

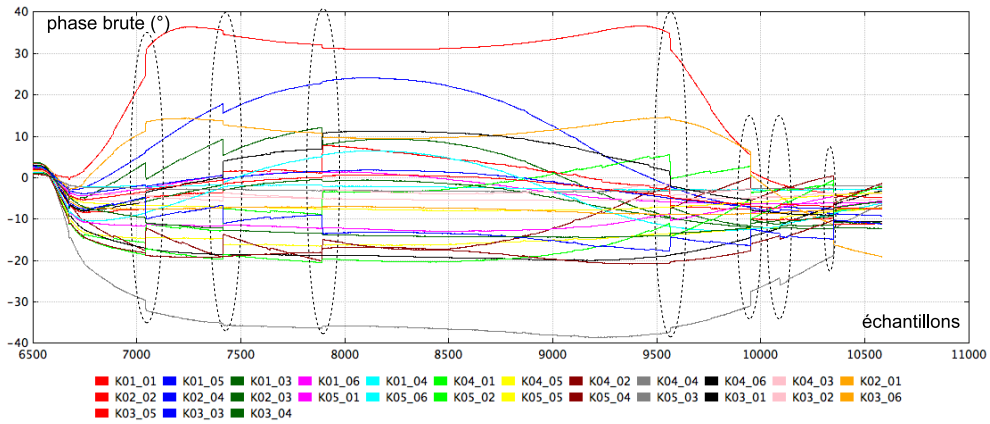


Figure 82 – *Exemple de sauts de phase d'origine magnétique intervenant pendant le déplacement du télescope.*

Au cours de la campagne, et pour la première fois dans notre expérience des KIDs, des discontinuités de la phase ont été observées. Ces discontinuités semblaient toucher certains détecteurs uniquement, avec une importance

variable. Un exemple est donné par la *figure 82*. L'intensité et la fréquence des sauts ont pu être reliées aux grands déplacements du télescope, ce qui a permis de les interpréter comme des perturbations magnétiques : les longs déplacements du télescope utilisent des moteurs puissants, et la position du cryostat par rapport au champ magnétique terrestre est susceptible de grandes variations.

Toutefois, le post-traitement des données a aussi révélé des sauts de plus faible amplitude, intervenant pendant le balayage d'une source. La conséquence immédiate est une dégradation des données, voire une impossibilité de les exploiter en temps réel. Le post-traitement permet plus de souplesse vis-à-vis de la gestion de ces incidents, mais requiert toutefois d'écarter les données incriminées et leur environnement immédiat.

De part la nature inductive des détecteurs, une sensibilité au champ magnétique avait été envisagée avant la mission. Cependant, un test rudimentaire[1] n'avait montré aucune perturbation liée à l'environnement électromagnétique. Par précaution, un blindage constitué par une feuille de Metglas avait été mis en place autour de l'étage 1 K du cryostat, et un porte-échantillon en aluminium (supraconducteur, à 100 mK) avait été utilisé. Ce dernier est très certainement responsable des brusques sauts de phase observés : le déplacement progressif des détecteurs dans le champ magnétique terrestre se traduit par une évolution discontinue des vortex piégés dans le blindage supraconducteur. Ces transitions locales de l'état magnétique sont de nature à impacter certains pixels plus que d'autres. Une corrélation des sauts de phase avec la position des détecteurs sur le plan focal devrait en conséquence exister. Une observation préliminaire réalisée sur quelques sauts tend à valider cette hypothèse, cependant une mesure statistique serait à faire.

3.2 Analyse et traitement du bruit

La sensibilité des détecteurs reste le point crucial, et la réduction du bruit est donc une préoccupation majeure. Au-delà de la qualité intrinsèque des détecteurs et de la stratégie d'observation (*IV.2.2*), un traitement des données adapté permet un gain en sensibilité.

Le traitement en ligne des données est une première étape très importante, car c'est d'après les résultats observés lors de l'acquisition que l'on choisit les

1. Perceuse en fonctionnement à proximité du cryostat.

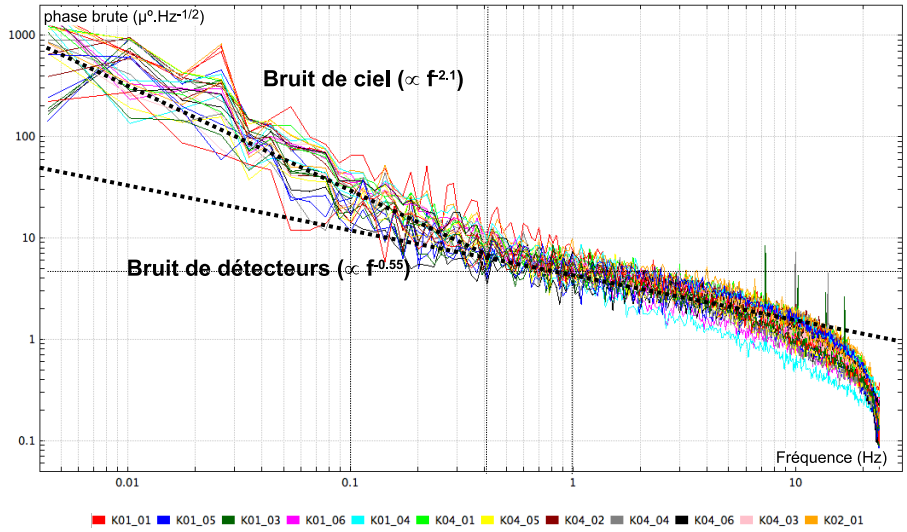


Figure 83 – *Le bruit de ciel, très important à basse fréquence, se distingue du bruit de détecteur, dominant à plus haute fréquence.*

stratégies d'observation et les réglages des appareils de mesure, paramètres impossible à modifier *a posteriori*.

On définit un filtre passe-bande :

- coupant les haute-fréquences, qui ne peuvent avoir d'origine optique (d'après la vitesse de balayage) (voir *I.2.2*),
- coupant les variations plus lentes que le balayage (variation du fond de ciel, notamment).

Le filtrage de la composante continue conduit bien évidemment au même effet secondaire qu'en laboratoire, à savoir la formation d'un *lobe négatif* à la suite du lobe associée à la source. Le balayage se faisant en allers-retours, l'effet est atténué [2] mais présent de chaque côté de l'image de la source (voir les résultats des observations, *IV.3.3*).

Un spectre brut réalisé entre deux observations est présenté en *figure 83*. On note une bonne homogénéité des détecteurs ainsi qu'une remontée du bruit à basse fréquence. Comme le montreront les traitements décrit plus loin dans ce chapitre, une importante contribution du bruit à basse fréquence provient des fluctuations de l'opacité du ciel.

Le bruit de photon et le bruit de détecteur touchent individuellement chacune des mesures. La variation du fond de ciel, ainsi qu'une partie du bruit électronique, touchent simultanément l'ensemble des détecteurs. C'est le cas

2. Du fait de la projection d'un lobe gaussien plus large que l'écart entre *subscans*.

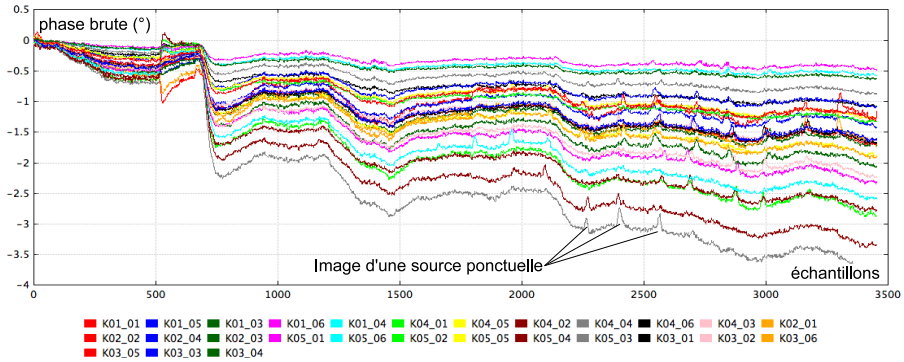


Figure 84 – *Un bruit de mode commun important rend difficile la détection de sources faibles. La décorrélation de ce bruit entre détecteurs permet d'améliorer les capacités de l'instrument.*

présenté par exemple par la *figure 84*, où le signal d'une source ponctuelle est noyé dans la variation du fond de ciel. Il est alors envisageable d'atténuer cette source de bruit par une décorrélation adaptée. Un algorithme simple a été implémenté à *CAMADIA* au cours de la campagne : pour le i^{eme} détecteur d'un groupe de n, on considère le signal corrigé :

$$Sc_i = S_i - \alpha_i . \sum_{j=1}^{n} S_j$$

où Sc_i est la valeur brute associée au détecteur i et α_i est un coefficient asservi dynamiquement de façon à minimiser l'écart-type de Sc_i.

Cette décorrélation permet de filtrer les variations plus rapides que la mise à jour de α_i et communes à tous les détecteurs du groupe.

Cet algorithme a été utilisé avec succès au cours de la campagne, en rendant possible l'imagerie en temps réel de sources faibles (telles que M87 - voir sections suivantes). Cependant sa simplicité en limite l'efficacité :

- L'importance relative des bruits électroniques et de fond de ciel est différente d'un pixel à l'autre. Ici, un coefficient *moyen*, calculé dynamiquement, est utilisé pour filtrer les deux sources. Une considération particulière des mesures effectuées hors résonance pourrait permettre de discriminer les deux sources de bruit, et la prise en compte de la sensibilité optique de chacun des détecteurs permettrait une décorrélation avec des coefficients fixes. Cela supprimerait le risque d'instabilité et la contrainte de fréquence dans la détermination dynamique des coefficients de décorrélation.

- Des bruits peuvent être corrélés géographiquement : particules cosmiques frappant le substrat au centre d'un groupe de pixels ; fluctuations magnétiques locales ; etc.
- Des bruits peuvent être corrélés d'après le paysage fréquentiel des résonances : bruit d'amplificateur ; etc.

Le post-traitement des données permet de pousser plus loin le filtrage du bruit : mise en œuvre de filtres non causaux, décorrélation à coefficients multiples, etc.

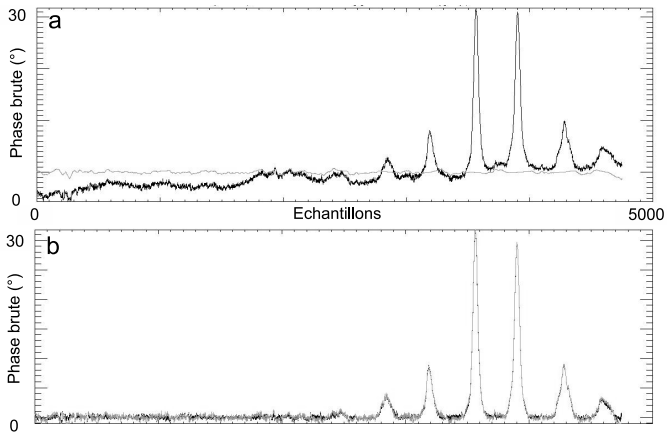


Figure 85 – *Trace temporelle avant et après filtrage de la ligne de base, lors du balayage d'une source ponctuelle. Le bruit basse fréquence, principalement dû aux fluctuations de l'opacité locale du ciel, peut être efficacement supprimé.*

La suppression de la ligne de base *a posteriori*, en isolant les données correspondant au fond de ciel, ainsi que le présente la *figure 85*, permet de limiter l'artefact des *lobes négatifs* succédant la détection de la source. Cependant une telle procédure demande de connaître la localisation et l'étendue de la source.

Nous avons noté une importante corrélation du bruit à basse fréquence, ainsi que l'illustre la *figure 86-a*. La décorrélation des mesures permet un gain conséquent en sensibilité. La *figure 86-b* illustre l'atténuation du bruit, en plusieurs étapes : une décorrélation à l'aide des mesures effectuées en dehors des résonances des détecteurs permet de réduire le bruit dû à la chaîne électronique (instabilité de l'oscillateur local, du gain du pré-amplificateur, etc.) ; une décorrélation à l'aide des mesures des différents pixels, lorsqu'ils n'observent pas la source, permet une soustraction du bruit de ciel.

La *figure 87* présente des cartes de sources d'intensité et d'étendues différentes, réalisées avec différents traitement des données et rendus d'affichage.

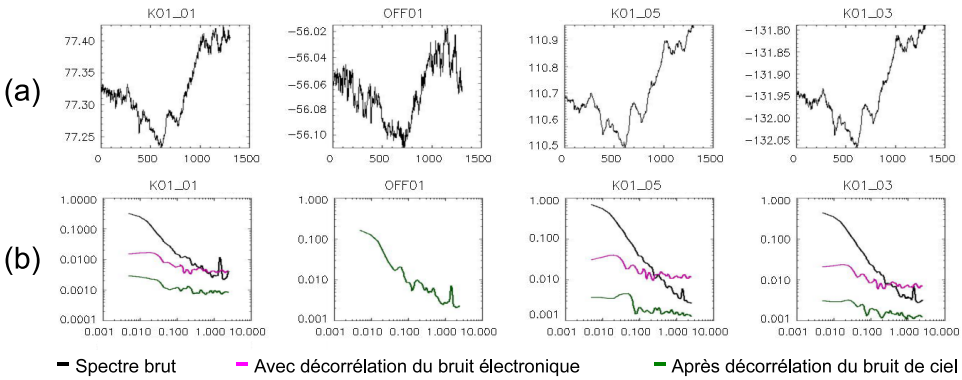


Figure 86 – *Mesures sur 3 détecteurs (K_) et 1 hors résonance (OFF01).* ***(a)*** *Phase en degrés en fonction des échantillons de mesure, mettant en évidence la corrélation d'un bruit électronique sur tous les pixels.* ***(b)*** *Spectres de bruit, en* 10^{-3} $^{\circ}$.Hz$^{-1/2}$. *La fréquence est en* Hz. *La décorrélation avec les mesures hors-résonances et le bruit de ciel permet une diminution conséquente du bruit.*

Le traitement en temps réel présente logiquement un bruit bien plus important, mais la résolution de M87 en un balayage témoigne tout de même d'une bonne efficacité de la décorrélation.

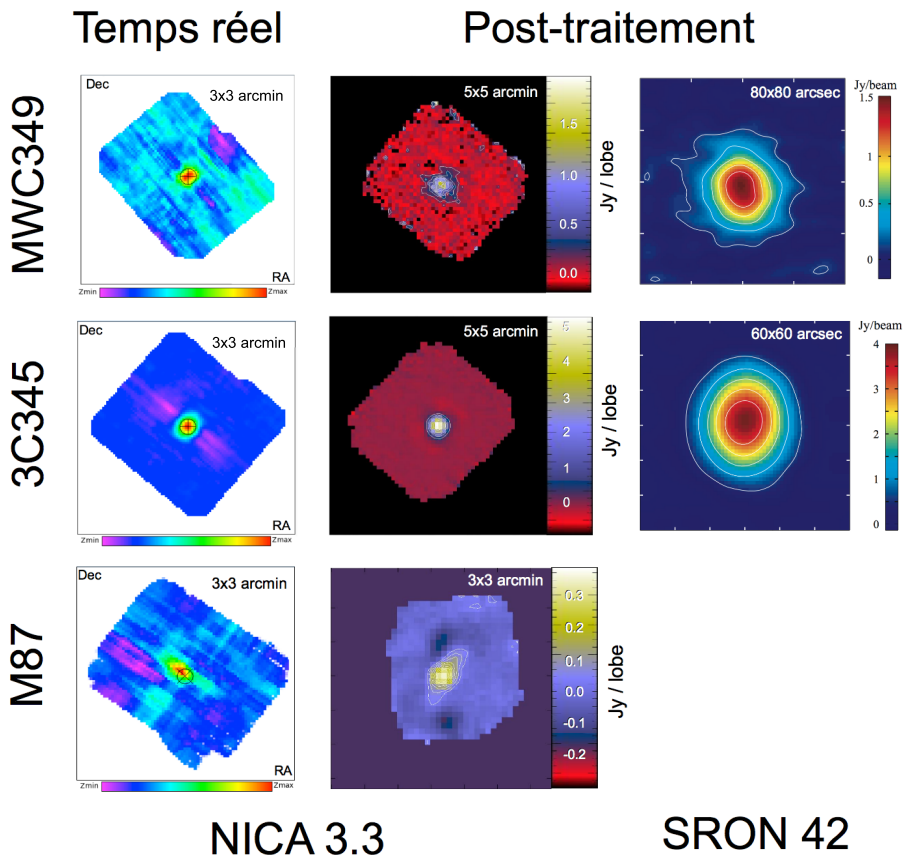


Figure 87 – *Exemple de cartes obtenues en temps réel et après post-traitement, sur des sources présentant des étendues et des flux différents.*

3.3 Observations réalisées

3.3.1 Calibrateurs

La campagne étant avant tout une campagne de test de l'instrument, des sources dites *d'étalonnage* ont été fréquemment observées. Ces sources, ponctuelles et intenses, permettent un étalonnage optique précis (le protocole a été présenté au *II.2.2.3*) ainsi que la mesure de la réponse des détecteurs.

On citera notamment les planètes Mars et Vénus. Des quasars, tels que 3C273 ou 3C345, permettent également une calibration optique, mais, leur flux étant variable dans le temps, ces objets ne permettent qu'une mesure relative de la sensibilité des détecteurs.

On notera également l'observation de la galaxie MWC349, pour laquelle

une mesure d'approximativement 10 minutes a permis de déterminer un flux de $\sim$ 1.5 Jy, d'après une calibration préalable sur Mars. Une mesure de 1.52 Jy par l'interféromètre de l'IRAM, installé au plateau de Bure, a confirmé cette mesure et la justesse de la calibration.

Mesure de sensibilité

La mesure du bruit des détecteurs est réalisée lors d'un pointage hors-source. Conjointement à la mesure sur une source de flux connu, elle permet le calcul de la sensibilité. Un tel calcul est proposé par le tableau suivant, pour la matrice *NICA 3.3*. L'échantillon *SRON 4.2* s'est révélé légèrement moins sensible, d'un facteur $\sim$ 2.5.

Source	Mars
Flux	166 Jy
Bande passante	40 GHz
Transmission instrument	30 %
Transmission atmosphère	80 %
P_{source} sur plan détecteurs	9.6 pW
P_{source} par pixel	1.2 pW
RSB à 1 Hz	1000 $\mathrm{Hz}^{-1/2}$
NEP à 1 Hz	1.2 10^{-15} $\mathrm{W.Hz}^{-1/2}$
NEFD sur cartes	120 $\mathrm{mJy.s}^{1/2}.\mathrm{lobe}^{-1}$

Par accumulation des données, le bruit de mesure a pu être réduit à 5 $\mathrm{mJy.lobe}^{-1}$, pour des temps d'observation de 10 minutes à 1 heure, suivant les conditions atmosphériques.

3.3.2 Sources faibles ou étendues

Des sources faibles ou étendues ont été observées pour tester les capacités de l'instrument. A partir du moment où l'instrument image correctement des sources ponctuelles, l'observation de sources étendues relève avant tout du traitement des données :

- filtrage du fond de ciel (voir *IV.2.2* et *IV.3.2*),
- projection dans la base (RA,Dec) pour l'accumulation des cartes.

Nous avons observé des sources étendues intenses, telle que la nuage moléculaire G34.3+0.2, afin de valider le procédé de cartographie. Et nous avons également imagé des sources de plus faible intensité, telle que la galaxie M87 (30 minutes d'intégration).

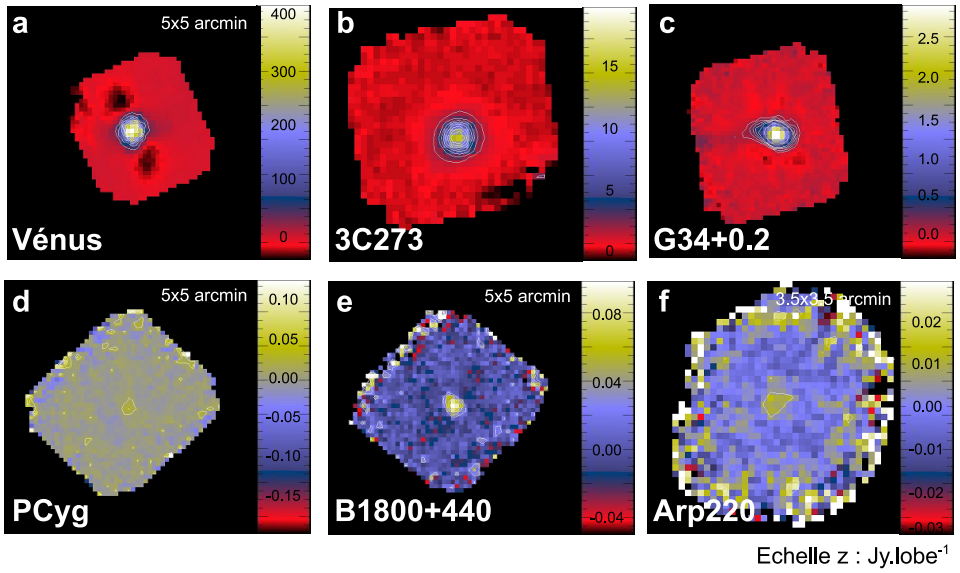


Figure 88 – *Quelques unes des sources imagées par notre instrument. Elles sont classées de* ***(a)*** *à* ***(f)*** *par ordre de brillance décroissante.*

Des sources de plus en plus faibles ont été observées pour tester la limite de résolution de l'instrument (*figure 88*). La galaxie Arp220 est la source la plus faibles résolue durant la campagne. Cependant, des problèmes de calibration rencontrés le dernier jour n'ont pas permis une mesure fiable de son intensité.

Chapitre 4

Conclusion sur la campagne

La campagne a été un succès sous de nombreux aspects. La réussite technique de l'expérience, marquée par l'absence d'incident lors de la mise en place, des refroidissements, des alignements et des calibrations, a permis de consacrer un maximum de temps aux mesures.

Les premières mesures entreprises ont constitué, pour ma part ainsi que pour plusieurs autres personnes de l'équipe, une première expérience d'observation astronomique scientifique. Cette expérience pourra être ré-investie dans la prochaine campagne. Un profit immédiat a également été apporté par l'amélioration du logiciel d'acquisition, guidée par les contraintes instrumentales rencontrées et l'importante quantité des mesures réalisées. La caractérisation des détecteurs en laboratoire depuis cette première campagne a ainsi bénéficié d'une plus grande efficacité dans l'automatisation.

Les mesures des performances en laboratoire, limitées par des conditions expérimentales mal maîtrisées à l'époque, se sont révélées être assez fidèle à celles réalisées sur le ciel. Le simple test de l'instrument a été dépassé par la mesure de sources astronomiques autres que des calibrateurs. On notera notamment la réalisation de la première image, à notre connaissance, de la galaxie M87, dans la bande à 2 mm, avec un flux mesuré de 310 mJy.

L'importante quantité des données acquises pendant cette campagne n'a pas encore été complètement analysée. Les premiers résultats issus de ce dépouillement ont permis une amélioration de la sensibilité (20 mK par détecteur, soit $\sim$ 10 mK par lobe instrumental). Le dépouillement des données aide à la compréhension des KIDs et cette compréhension offre de nouvelles perspectives sur l'acquisition et le traitement des données. La réduction du bruit et l'identification des sauts de phase constitue la principale difficulté pour le post-traitement des données.

L'importante expérience acquise au cours de cette première campagne

sera réinvestie dans la seconde campagne prévue en octobre 2010. Une introduction à l'instrument qui sera utilisé est présentée dans les *Perspectives*.

Conclusion générale et perspectives

Bilan

Ce travail de thèse s'est intéressé à de nombreux aspects concernant la réalisation d'un instrument pour l'astronomie. Un effort conséquent a permis la mise en place d'une plateforme de test dédiée à la caractérisation de matrices de bolomètres et de KIDs dans la bande (sub)millimétrique. Cette plateforme a permis la caractérisation optique et électrique de nombreux échantillons avec efficacité. L'interface logicielle développée offre de nombreuses fonctionnalités, allant de l'acquisition, la sauvegarde et la relecture des données à la mise en forme des données expérimentales en passant par le contrôle des différents constituants de la plateforme.

Au final, les avancées techniques et scientifiques ont permis la mise en œuvre de l'instrument au radiotélescope de 30 mètres de l'IRAM en octobre 2009. Cette campagne de test a validé les résultats obtenus en laboratoire et a constitué l'expérience la plus aboutie mettant en œuvre des KIDs pour l'observation astronomique. Les performances obtenues sont encore inférieures à celles des instruments mettant en œuvre des matrices de bolomètres mais sont très encourageantes. Les progrès, déjà obtenus ou espérés à court terme, ouvrent des perspectives intéressantes au travail déjà accompli. Dans ces perspectives nous présentons notamment les projets pour une seconde campagne de test de l'instrument, qui se déroulera en octobre 2010.

Développement des bolomètres

La plateforme de mesure et le logiciel d'acquisition permettent maintenant de caractériser de façon rapide et complète des matrices de bolomètres. Le développement des détecteurs peut désormais se dérouler de façon efficace.

Les dernières mises au point sur le multiplexeur doivent finaliser la plateforme de mesure. Une foisElles permettront la mesure de matrices entières

de bolomètres haute-impédance, rendant possible le test de géométries variées, avec une statistique significative. La démonstration du multiplexeur ouvre également la voie à un possible instrument d'observation, basé sur des bolomètres haute-impédance.

Les mesures réalisées sur des matrices de bolomètres à antennes ont permis une compréhension significative des géométries étudiées. Des matrices de détecteurs basés sur ces géométries pourraient présenter des caractéristiques intéressantes pour l'astronomie au sol, mais demandent encore un travail de caractérisation et de développement.

Les bolomètres à électrons chauds, de fabrication relativement simple, ont montré des premiers résultats très encourageants. Ces deux technologies restent donc des candidats pour un futur instrument.

Développement des KIDs

Les KIDs sont encore jeunes et les progrès les concernant sont rapides. L'instrumentation mise en place autour de ces détecteurs permet déjà la mesure simultanée de plus de 100 pixels, aussi bien électriquement qu'optiquement. L'augmentation du nombre de détecteurs passera tout d'abord par le développement de l'électronique de lecture. Cependant il sera également nécessaire de comprendre les couplages entre résonateurs pour optimiser l'occupation de la bande passante.

La sensibilité est également une préoccupation majeure. La limite haute du temps de vie des quasi-particules pose la question d'une limite intrinsèque à ces détecteurs. Cependant l'astronomie millimétrique n'est pas le seul domaine d'intérêt des KIDs et des développements existent déjà pour la détection de rayons X ou de particules cosmiques. La détection de matière noire est également envisagée.

IRAM

Le succès rencontré avec les KIDs doit aboutir à une seconde campagne de test au Pico Veleta, en octobre 2010. Les modifications apportées à l'instrument, multiples, sont introduites ci-dessous.

Bandes spectrales

Pour répondre aux besoins des astronomes, et permettre, par exemple, une mesure de l'effet Sunyaev-Zeldovich, l'instrument doit être capable d'imager le plan focal dans deux bandes spectrales. De plus, pour optimiser la stratégie

d'observation et la réduction du bruit par décorrélation inter-bandes, chaque point du ciel doit être mesuré simultanément dans les deux bandes. Ce sont les bandes à 1.2 mm et 2.1 mm, les plus intéressantes pour l'effet SZ et particulièrement bien adaptées au télescope de l'IRAM, qui ont été retenues.

Le caractère bi-bande de l'instrument est obtenu en divisant en deux le faisceau. Chacun des faisceaux résultant vient impacter une matrice, optimisée pour une bande spectrale donnée. La subdivision du faisceau est réalisée grâce à un polariseur, orienté à 45° par rapport au faisceau incident (*figure 89*). Le rayonnement polarisé parallèlement aux fils constituant le polariseur est réfléchi en direction d'un premier échantillon ; le rayonnement polarisé orthogonalement est transmis à travers le polariseur jusqu'à un second échantillon. La bande fréquentielle est définie tout d'abord par un jeu de filtres, commun aux deux bandes, puis par des jeux de filtres placés devant chacun des échantillons. La focalisation des faisceaux est achevée par des lentilles en HDPE placées devant chacun des échantillons.

L'utilisation d'un dioptre dichroïque, neutre vis-à-vis de la polarisation et permettant d'amblé la sélection spectrale, était une autre solution envisageable. Mais la fabrication d'un dichroïque est techniquement bien plus dure que celle d'un polariseur, et également plus coûteuse financièrement.

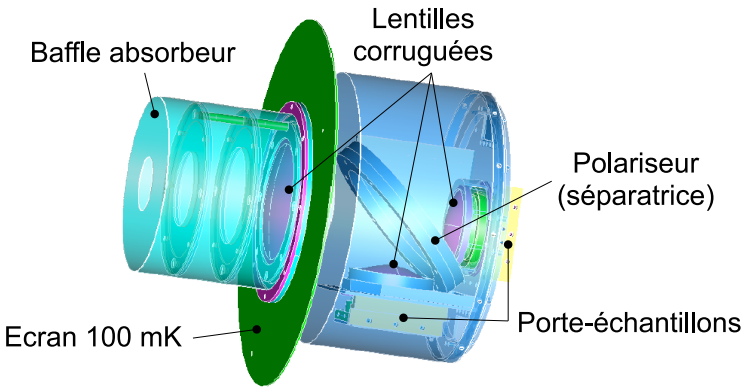


Figure 89 – *Modélisation 3D de l'optique bi-bande de la CAMERA. Un polariseur permet la séparation du faisceau en deux et des filtres définissent des bandes passantes centrées sur des longueurs d'ondes de* 1 *et* 2 mm.

Bafflage

Le bafflage a été modifié, pour corriger les effets de *straylight* observés précédemment. Le baffle réflecteur a été remplacé par un bafflage classique

(*figure 89*) : une série de pupilles froides, montées sur l'étage 100 mK et recouvertes d'un corps noir, a pour but d'absorber le rayonnement ne provenant pas du plan focal source. Cette solution est plus compacte que le baffle réfléchissant, mais nécessite une puissance cryogénique supérieure pour thermaliser le rayonnement parasite.

Des mesures de *straylight* ont déjà montré une meilleure réjection : la température de corps noir équivalent est de $\sim$ 40 K, contre 70 K pour le bafflage réflecteur. Ceci se traduit par une baisse de la charge optique sur les détecteurs, et donc une diminution du bruit et une augmentation de la réponse des détecteurs.

Détecteurs

Comme pour la première campagne, deux matrices de KIDs de technologies différentes doivent être utilisées, mais cette fois-ci simultanément. La bande à 1.2 mm doit être mesurée par des KIDs à antennes, développés par SRON et couplés optiquement grâce à une matrice de lentilles. La bande à 2 mm sera équipée par une matrice de *Lumped Elements*, probablement l'échantillon *NICA 5A.2* présenté au chapitre *III.3.4.2*.

Lecture des détecteurs

Le système de lecture, basé sur deux cartes électroniques *ROACH*, permet la lecture simultanée de deux matrices de 112 détecteurs, à une fréquence de l'ordre de 22 Hz. La nouvelle méthode d'étalonnage des détecteurs permettra un traitement plus efficace du bruit et de la dynamique, offrant ainsi une image en temps réel de meilleure qualité ainsi qu'un post-traitement des données plus facile.

Blindage magnétique

Pour lutter contre les sauts de phase, liés aux effets du champ magnétique sur les détecteurs, un deuxième écran de Metglas sera installé, autour de l'étage à 4 K. Des portes échantillons non supraconducteurs seront cette fois utilisés, dans le but de supprimer les sauts de phases d'origine magnétique. Une dérive lente de la phase avec le champ magnétique peut être attendue en contre-partie, mais cet effet doit pouvoir être filtré sans conséquence sur la mesure.

A l'heure où l'IRAM montre un fort intérêt pour le remplacement de l'instrument actuellement en place au radiotélescope de 30 mètres, *MAMBO2*,

les résultats escomptés placent le projet d'une caméra à KIDs parmi les candidats potentiels.

Annexes

Annexe A

Trajectoire circulaire : précision de la reconstruction

Cette annexe concerne une précision de calcul relatif au simulateur de ciel, présenté au *II.2.4*, et traite de la vitesse maximum et de l'interpolation linéaire.

On détermine ici la plus grande erreur faite sur la mesure de position à cause de l'interpolation linéaire du déplacement circulaire de la planète.

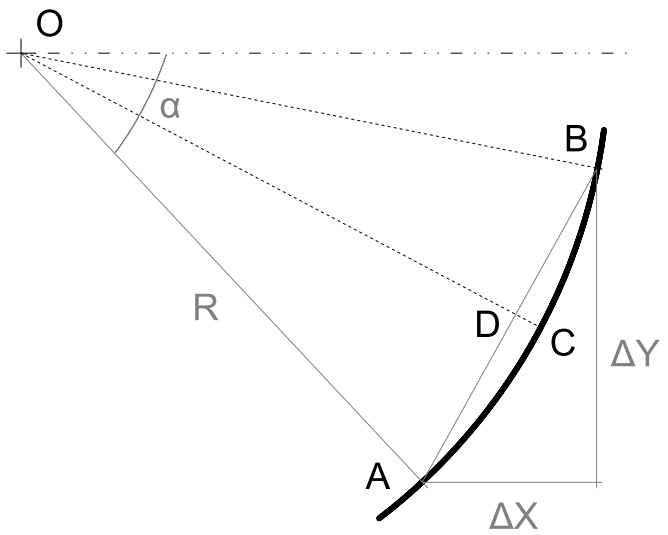


Figure 90 – *L'interpolation linéaire entre les points A et B s'écarte de la trajectoire circulaire* $\overset{\frown}{AB}$ *de la source. L'écart maximum peut être reliée aux vitesses de balayage et d'acquisition.*

En référence au schéma *figure 90*, on note, dans un repère 2D lié au plan dans lequel se déplace la planète :

- O, la position du pivot, lié à la table XY
- A, la position mesurée à la mesure n ; ce point est paramétré par l'angle α avec la position horizontale
- B, la position mesurée à la mesure $n+1$
- C et D, respectivement les positions réelles et interpolées de la planète, pour lesquelles l'écart $\epsilon = CD$ est le plus grand
- R est la longueur du bras ; $R = 69$ cm

La vitesse V_y étant constante, on a $\Delta Y = V_y * T$, avec T le temps entre les deux mesures n et $n+1$.

La vitesse angulaire est déterminer par :

$$\begin{aligned}
R^2 &= x^2 + y^2 \\
\Rightarrow x &= \sqrt{R^2 - y^2} \\
\Rightarrow V_x &= \frac{dx}{dt} = -\frac{y}{\sqrt{R^2 - y^2}}.V_y \\
V &= \sqrt{V_x^2 + V_y^2} \\
&= \sqrt{1 + \frac{y^2}{R^2 - y^2}}.V_y \\
\Rightarrow V_{min} &= V_y \\
&\text{et, avec } \Gamma = \frac{y_{max}}{R} \text{ et } y_{max} = 15 \text{ cm} \\
V_{max} &= \frac{1}{\sqrt{1 - \Gamma^2}} = 1.025\ V_y
\end{aligned}$$

On peut donc considérer que la vitesse est uniforme sur le déplacement $\overset{\frown}{AB}$. Les points C et D sont donc respectivement au milieu de [AB] et de $\overset{\frown}{AB}$.

L'erreur sur la mesure de position est alors :

$$\epsilon = R - \sqrt{{X_D}^2 + {Y_D}^2}$$

D étant le milieu de [AB], il vient :

$$X_D = \frac{R}{2}.\left[\cos(\alpha) + \sqrt{1 - \left(\sin(\alpha) + \frac{\Delta Y}{R}\right)^2}\right]$$

$$Y_D = R.\sin(\alpha) + \frac{\Delta Y}{2}$$

Le pire des cas est obtenu pour $\alpha_{max} = arcsin(\frac{y_{max}}{R}) = 12.6^{\circ}$, et $\Delta Y = V_{y_{max}}.T = 6.2$ mm. On en déduit :

$$\epsilon \leq 0.75 \text{ mm}$$

Cette erreur reste petite devant la distance en X séparant les différents *sub-scans* (typiquement 5 m).

Remarque :
Si augmente la vitesse de déplacement de la table à deux fois la vitesse maximum conseillée par le fabricant, l'erreur due à l'interpolation atteint 3 mm.

Annexe B

Mesure du *straylight* - bolomètres et KIDs

Cette annexe apporte des détails pratiques sur la mesure du *straylight*, spécifiquement à l'utilisation des bolomètres et des KIDs. Le lecteur intéressé est invité à se référer aux chapitres *III.2* et *III.3* pour la définition des grandeurs utilisées ici.

Compte tenu de la sensibilité des détecteurs, la variation de puissance dépasse la dynamique des signaux usuels (phase pour les KIDs, déséquilibre de tension pour les bolomètres). Il convient donc de considérer des grandeurs différentes de celles utilisées pendant les mesures sur des sources de faible intensité.

Pour généraliser, on considérera alors le signal S :

- Comme la fréquence des résonateurs pour les KIDs ; on vérifie que la fréquence de résonance varie linéairement avec la température du simulateur de ciel.
- Comme la résistance des thermomètres pour les KIDs ; on établit la caractéristique température-résistance, ou on exploite une caractéristique résistance-puissance (voir *III.2*).

On note alors le décalage du signal, ΔS, correspondant à la variation de puissance optique ΔP (ou de température, ΔT).

Si la caractéristique $S(P)$ (ou $S(T)$) a été établie, la mesure de ΔS permet la déduction immédiate de la température équivalente au *straylight*.

Remarque :
Dans le cas des KIDs, la caractéristique $S(T)$ étant linéaire, on peut déterminer ΔT sans établir la caractéristique complète : on chauffe le plan focal jusqu'à obtenir un nouveau décalage du signal de ΔS. L'élévation de tempé-

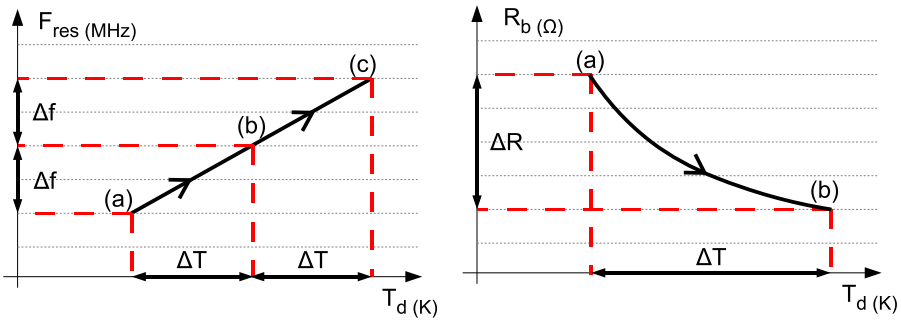


Figure 91 – *Mesure du straylight, à gauche avec les KIDs, à droite avec les bolomètres.* ***(a)*** *Le simulateur de ciel (SC) est placé en entrée du cryostat - $T_{sc} = T_0$* ***(b)*** *Le simulateur de ciel est placé dans le plan focal - $T_{sc} = T_0$* ***(c)*** *Le simulateur de ciel est placé dans le plan focal - $T_{sc} = T_0 + \Delta T$. Le straylight entraîne un déplacement du point de fonctionnement sur les caractéristiques respectives des détecteurs, de (a) à (b).*

rature nécessaire est alors de ΔT (*figure 91*c).

Remarque :
L'évolution du point de fonctionnement (PF) avec la température de la source (T) ne peut être mesurée que pour des températures supérieures à $T_{scmin} + T_{straylight}$. Si le point de référence est pris avec la température minimale du simulateur de ciel, le point de fonctionnement n'appartient pas à cette courbe. Il peut éventuellement être déterminé par extrapolation : loi linéaire pour les KIDs, loi expotentielle pour les bolomètres. Une alternative est de chauffer le simulateur pour que le point de référence soit sur la caractéristique établie.

Bibliographie

[1] N. Boggess, *et al.*, The Astrophysical Journal **397**, 420 (1992)

[2] C. Benett, *et al.*, The Astrophysical Journal **583**, 1 (2003)

[3] W. Holmes, *et al.*, Applied Optics **47**, 5996 (2008)

[4] A. Benoit, *et al.*, Astroparticle Physics **17**, 101 (2004)

[5] S. Masi, Mem. S.A.It. Suppl. **2**, 54 (2003)

[6] M. Piat, *et al.*, Astronomy & Astrophysics **393**, 359– (2002)

[7] Y. Toulemont, *et al.*, in *Proc. SPIE*, vol. 5487 (2004), vol. 5487, pp. 1119—-1128

[8] W. Wild, *A Handbook for the IRAM 30m Telescope* (Documentation IRAM, 1999)

[9] E. Kreysa, *et al.*, in *Proc. SPIE*, vol. 3357 (1998), vol. 3357, pp. 319–325

[10] S. Leclercq, Conception d'une caméra bolométrique pour la radioastronomie millimétrique à grand champ. Ph.D. thesis, UJF Grenoble (2004)

[11] T. Durand, Réalisation d'un interféromètre de Martin Puplett pour le développement d'une caméra bolométrique. Ph.D. thesis, UJF Grenoble (2007)

[12] C. Hoffmann, B. Bélier, A. Benoit, A. Bideaud, P. Camus, S. Collin, L. Dumoulin, Y. Jin, S. Marnieros, A. Monfardini, L.J. Swenson, T.D. Collaboration, EDP Sciences **37**, 83 (2009)

[13] M. Piat, *et al.*, in *Proc. SPIE*, vol. 7020 (2008), vol. 7020, pp. 70,200G–70,200G–8

[14] S. Gulkis, TDA Progress Report 42-71 pp. 53–59 (1982)

[15] F.X. Désert, *et al.*, in *Proceedings of the 2K1BC* (2001)

[16] F.X. Désert, A. Benoit, Document IRAM (1999)

[17] S. Masi, *et al.*, Mem. S.A.It. **79**, 887 (2008)

[18] A. Benoit, A. Bideaud, P. Camus, F.X. Désert, T. Durand, G. Garde, M. Grollier, C. Hoffmann, S. Leclercq, A. Monfardini, H. Rodenas, in *Proc. SPIE*, vol. 7020 (2008), vol. 7020

[19] J. Lamb, Document IRAM

[20] W. Altenhoff, *et al.*, Astronomy & Astrophysics **194**, 381 (1987)

[21] F. Gonzalez, G. Boreman, Infrared Physics & Technology **46**, 418 (2005)

[22] P. Camus, *et al.*, in *17th International Symposium on Space Terahertz Technology* (2006), pp. 51–53

[23] P. Maloney, *et al.*, in *Proc. SPIE*, vol. 7741 (2010), vol. 7741, p. 77410F

[24] M. Griffin, J. Bock, W. Gear, Applied Optics **41**, 6543 (2002)

[25] G. Siringo, *et al.*, in *The Magnetized Interstelar Medium Proc.* (2004), pp. 215–220

[26] J. Staguhn, *et al.*, in *Proc. SPIE*, vol. 7020 (2008), vol. 7020, pp. 702,004–702,004–9

[27] C. Hoffmann, in *Détection de Rayonnement à Très Basse Température 6ème école thématique* (2009)

[28] S. Marnieros, *et al.*, Physical Review Letters **84**, 2469 (2000)

[29] S. Marnieros, Couches minces d'isolant d'anderson. application à la bolométrie à très basse température. Ph.D. thesis, Orsay (1998)

[30] C. Marrache-Kikuchi, L. Berge, S. Collin, C. Dobrea, L. Dumoulin, A. Juillard, S. Marnieros, NIMA **559**, 579 (2006)

[31] S. Marnieros, *et al.*, Physical Review Letters **84**, 2469 (2000)

[32] S. Gaertner, A. Benoit, *et al.*, Astronomy & Astrophysics Supplement Ser. **126**, 151 (1997)

[33] M. Ukibe, B. Belier, P. Camus, C. Dobrea, L. Dumoulin, B. Fernandez, T. Fournier, O. Guillaudin, S. Marnieros, S.J.C. Yates, Nuclear Instruments and Methods in Physics **559**, 554 (2006)

[34] S. Marnieros, *et al.*, in *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 150 (2008), vol. 150, p. 012027

[35] D. Prêle, *et al.*, in *LTD13 AIP Conference Proceedings*, vol. 1185 (2009), vol. 1185, pp. 534–537

[36] N. Billot, *et al.*, in *Proc. SPIE*, vol. 6265 (2006), vol. 6265, pp. 6265–11

[37] S.J.C. Yates, A. Benoit, E. Grémion, C. Ulysse, P. Camus, A. Cavanna, T. Durand, B. Etienne, U. Gennser, C. Hoffmann, S. Leclercq, Y. Jin, Review of scientific instruments **78**, 035104 1 (2007)

[38] V. Schmidt, *The physics of superconductors* (Springer, 2002)

[39] L. Swenson, *et al.*, Applied Physics Letters **96**, 263511 (2010)

[40] S. Doyle, Lumped element kinetic inductance detectors. Ph.D. thesis, Cardiff University (2008)

[41] L. Ferrari, *et al.*, in *Proc. SPIE*, vol. 7731 (2010), vol. 7731, pp. 77,314H–77,314H–9

[42] S. Yates, *et al.*, submitted to Applied Physics Letters (2009)

[43] L. Swenson, *et al.*, in *13th International Workshop On Low Temperature Detectors, AIPProc.*, vol. 1185 (2009), vol. 1185, p. 84

[44] M. Roesch, A. Bideaud, A. Benoit, A. Cruciani, F.X. Désert, S. Doyle, S. Leclercq, F. Mattiocco, K.F. Schuster, L. Swenson, A. Monfardini, in *Proc. SPIE*, vol. 7741 (2010), vol. 7741, pp. 77,410N–77,410N–9

[45] H. Leduc, *et al.*, Applied Physics Letters **97** (2010)

[46] A. Monfardini, L. Swenson, F. Désert, S. Yates, A. Benoit, A. Bideaud, A. Baryshev, J. Baselmans, S. Doyle, B. Klein, M. Roesch, C. Tucker, P. Ade, M. Calvo, P. Camus, C. Giordano, R. Guesten, C. Hoffmann, S. Leclercq, P. Mauskopf, K. Schuster, Astronomy & Astrophysics (2010)

Résumé

L'astronomie millimétrique présente un intérêt particulier pour la compréhension de l'histoire et de l'évolution de notre univers, notamment grâce aux anisotropies du Fond Diffus Cosmologique et à la cartographie des galaxies et amas de galaxies plus ou moins lointains. Pour répondre aux besoins en sensibilité de l'astronomie, des instruments dotés de plusieurs milliers de pixels doivent être développés, créant la rupture avec une fabrication pixel par pixel utilisée il y a encore quelques années. Les deux problématiques principales portent sur la conception des détecteurs et sur leur lecture, dans un environnement contraint par la cryogénie nécessaire à une haute sensibilité de détection.

Après avoir introduit les enjeux de l'astronomie millimétrique et les contraintes instrumentales qui y sont liées, ce document présente la réalisation d'une caméra conçue pour des observations au radiotélescope 30 mètres de l'IRAM dans la bande à 2 mm (140 GHz). Il y est notamment abordé les aspects cryogéniques, optiques, électroniques et détecteurs. Une importance particulière est donnée à la mise en place d'une plateforme de caractérisation optique des détecteurs.

Nous présentons des matrices de 204 bolomètres, dont le couplage optique est réalisé par des antennes planes et mettant en œuvre une thermométrie basée sur des couches minces de NbSi. Des caractérisations électriques et optiques sont discutées. Un prototype de multiplexage a également été mis en œuvre et des mesures préliminaires sur près de 80 détecteurs sont présentés. Nous nous intéressons également à des matrices de détecteurs à inductance cinétique (KIDs). Sur ce point, l'accent est mis sur les procédés de lecture, encore mal définis du fait de la récente utilisation de tels détecteurs.

Les performances obtenues sur les KIDs ont abouti en octobre 2009 à une campagne de test au télescope de l'IRAM. Cette mission a été un succès, et les résultats techniques et scientifiques sont présentés ici. Une sensibilité instrumentale de 1.2 10^{-15} W.Hz$^{-1/2}$.lobe^{-1} a été mesurée sur le ciel. Une nouvelle version de l'instrument, tirant partie des développements récents, doit être testée en octobre 2010. Elle permettra l'observation simultanée à 1 et 2 mm, avec deux matrices de 144 détecteurs et un échantillonnage optimum du plan focal.

Abstract

Millimetre-wave astronomy presents a particular interest for the understanding of the history and evolution of our universe, especially thanks to the anisotropies of the Cosmic Microwave Background and the mapping of galaxies and clusters of galaxies. Until a few years ago, collections of individual pixels detectors were used to cover small focal planes. The current need for instruments running arrays of thousands of detectors calls for a new philosophy. The two main issues concern the fabrication and the readout of the detectors, to be used in an environment constrained by the cryogenic set-up required for highly sensitive detection.

After a brief introduction to the astronomical goals and the related instrumental constraints, this document presents the conception of a camera dedicated to the 2 mm (150 GHz) atmospheric window of the 30m IRAM radio-telescope. Cryogenics, optics, electronics and detectors will be discussed. A special attention is given to the set up of a platform dedicated to the optical characterization of the detectors.

We present arrays of 204 bolometers, optically coupled by planar antennas and read with thermometers made of a thin layer of NbSi. Electrical and optical characterizations are discussed. A multiplexed readout prototype has also been implemented, and preliminary measurements of about 80 detectors are discussed. We also present arrays of Kinetic Inductance Detectors (KIDs). The accent is put on the readout procedure, still not completely optimized due to the recent use of such detectors.

The obtained performances on KIDs have led us to an engineering run at the IRAM telescope, in October 2009. This campaign was successful, and both technical and scientific results are presented. An overall sensitivity of 1.2 10^{-15} W.Hz$^{-1/2}$.lobe^{-1} was measured on the sky. After one year of improvements, a new version of the instrument is to be tested in October 2010. It will enable a simultaneous observation at 1 and 2 mm, with two arrays of 144 detectors each and a full sampling of the focal plan.