



HAL
open science

Spectrométrie de Fourier intégrée pour l'astronomie millimétrique

Nicolas Boudou

► **To cite this version:**

Nicolas Boudou. Spectrométrie de Fourier intégrée pour l'astronomie millimétrique. Autre [cond-mat.other]. Université de Grenoble, 2013. Français. NNT : 2013GRENY050 . tel-00955804

HAL Id: tel-00955804

<https://theses.hal.science/tel-00955804v1>

Submitted on 5 Mar 2014

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

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

THÈSE

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

Nicolas Boudou

Thèse dirigée par **Alessandro Monfardini**

et codirigée par **Alain Benoît**

préparée au sein de l'**Institut Néel - CNRS**

et de l'**Ecole Doctorale de Physique**

Spectrométrie de Fourier intégrée pour l'astronomie millimétrique

Thèse soutenue publiquement le ,
devant le jury composé de :

Mr, Pierre-Etienne Wolf

Directeur de recherche, Président

Mr, Michel Piat

Professeur des universités, Rapporteur

Mr, Pascal Febvre

Maître de conférence, Rapporteur

Mr, Andrea Giuliani

Directeur de recherche, Examineur

Mr, Alessandro Monfardini

Chargé de recherche, Directeur de thèse

Mr, Alain Benoît

Directeur de recherche, Co-Directeur de thèse



Remerciements

A l'issue de ce doctorat, je voudrais d'abord remercier l'ensemble des membres du jury. En particulier **Pascal Febvre** et **Michel Piat** qui ont porté une lecture attentive à mon manuscrit ; leurs corrections ont permis d'en améliorer la qualité et de le rendre plus utile pour mes successeurs. Je remercie de même **Andrea Giuliani** pour sa présence à la soutenance en tant qu'examineur et pour la pertinence de ses questions. Merci à **Pierre-Etienne Wolf** d'avoir accepté de présider ce jury mais aussi pour son travail en tant que directeur du département MCBT.

Je voudrais ensuite remercier **Alain Benoît** de m'avoir accueilli dans son équipe de recherche. Son expertise sans égale en cryogénie nous offre des moyens expérimentaux exceptionnels dont mon travail a directement bénéficié, en particulier trois cryostats à dilution (presque !) jamais en panne. Naturellement, je dois beaucoup aux personnes qui m'ont directement encadré et en premier lieu à mon directeur de thèse **Alessandro Monfardini**. Sa disponibilité et son implication dans le travail de laboratoire ont grandement facilité l'avancement de mes travaux. Avec le recul, j'apprécie particulièrement le souci qu'il a eu de valoriser cette expérience de doctorat.

Martino Calvo m'a aidé tout au long de mon doctorat à saisir les subtilités du fonctionnement des cryostats et de celui de nos amis les KID. Merci donc pour sa bonne humeur et sa patience. Sans *aucun* doute, il est aujourd'hui une pièce maîtresse de l'équipe et je lui souhaite de tout cœur de pouvoir y exercer ses compétences longtemps encore !

Ma gratitude va aussi à **Christian Hoffmann** qui a gardé, même à distance, un intérêt sincère pour mon travail. Ses remarques, toujours pertinentes, m'ont aidé à prendre le recul nécessaire pour prendre les bonnes décisions.

Les échanges que j'ai eus avec **François-Xavier Désert** de l'IPAG m'ont beaucoup aidé à comprendre certains aspects théoriques du SWIFTS, merci donc à lui pour sa patience et son sens de la pédagogie.

Je remercie aussi chaleureusement **Johannes Goupy** qui m'a apporté une assistance décisive en fin de thèse pour la fabrication des échantillons et en particulier pour l'ouverture des membranes SiN.

L'instrumentation spatiale est une discipline exigeante qui fait appel à des compétences techniques variées, c'est pourquoi nos expériences s'appuient sur l'expertise des services techniques de l'institut Néel. En particulier, je voudrais remercier **Jean-Paul Leggeri**, **Gregory Garde**, **Anne Gerardin** et **Gilles Pont** du service cryogénie pour leurs contributions à la fabrication des pièces mécaniques utilisées dans nos cryostats. Merci aussi à **Olivier Exshaw**, **Christophe Hoarau** et **Maurice Grollier** du service électronique pour leurs amplificateurs à froid et leur connaissance

des modèles de simulations. Merci aussi à **Thierry Fournier, Gwéanëlle Julie, Thierry Crozes, Bruno Fernandez** et **Sébastien Dufresnes** du service de microfabrication Nanofab de l'institut Néel pour leur assistance en salle blanche. Je n'oublie pas le personnel de la PTA au CEA où j'ai réalisé l'essentiel de la fabrication des échantillons ; merci à **Christophe Lemonias, Marlène Terrier, Frédéric Gustavo, Stéphane Litaudon** et **Irène Pheng** pour leur support sur les équipements et leurs conseils avisés sur les procédés de fabrication.

Il est bien connu que le travail de recherche se nourrit des discussions entre confrères. Celles que j'ai eues avec **Etienne Dumur** et **Alexey Feofanov** de l'équipe d'**Olivier Buisson** fut décisive pour la réussite de mes mesures, merci donc à vous et bravo pour votre intuition !

Merci aux personnes qui m'ont assisté dans mes travaux de simulations souvent menés à l'extérieur de l'institut, en particulier à **Florence Podevin** et **Pascal Xavier** de l'IMEP-LAHC et **Markus Roesch** de l'IRAM.

J'exprime enfin mes vœux chaleureux à l'ensemble des doctorants et des "post-doc" que j'ai co-toyés au cours de ces trois dernières années. J'ai toujours apprécié votre bonne humeur sans faille, votre dynamisme et votre motivation ! Je pense en particulier à **Stefan, Angela, Nello, Geoffroy, Ovidiu, Sylvain, Valentina, Christoph, Claudio, Elena, Paula** etc. Bon vent à vous et bonne chance pour les années à venir !

Enfin, cette page est l'occasion pour moi d'exprimer mon affection et ma gratitude aux gens qui me sont les plus chers : merci à **mes parents** de m'avoir donné le goût des études et pour leur présence à la soutenance et merci à **Marie-Line** de m'aider à profiter de l'essentiel, c'est à dire bien plus que le doctorat !

Table des matières

Remerciements	iii
Introduction	xiii
I Développement du SWIFTS millimétrique	1
1 Motivations	3
1.1 Introduction	3
1.2 L'astronomie millimétrique	4
1.2.1 Sources typiques	4
1.2.2 Instrumentation	7
1.3 Des détecteurs nouveaux pour de nouveaux instruments?	9
1.3.1 Spectromètres large bande intégrés	9
1.3.2 Intérêt	11
2 Introduction au SWIFTS	13
2.1 Spectrométrie de Fourier	14
2.1.1 Equation de l'interférogramme	14
2.1.2 Le spectre expérimental	17
2.2 SWIFTS, un spectromètre intégré à transformée de Fourier	20
2.2.1 Equation de l'interférogramme	20
2.2.2 Performances de l'instrument idéal	23
2.2.3 Un concept déjà opérationnel dans certains domaines spectraux	28
2.2.4 ... qui reste à démontrer dans le millimétrique	28
3 Les détecteurs à inductance cinétique	33
3.1 Eléments de supraconductivité, origine de l'inductance cinétique	34
3.1.1 Modèle de London	34
3.1.2 Le modèle à deux fluides	35
3.1.3 Expression de l'inductance cinétique	37
3.1.4 Théories microscopiques : concepts et conséquences	38
3.2 Résonateurs classiques	39

3.2.1	Résonateurs RLC discrets	40
3.2.2	Résonateurs micro-ondes	43
3.3	Résonateurs supraconducteurs et détection de photons	46
3.3.1	Réponse	47
3.3.2	Le temps de vie des quasi-particules	48
3.3.3	Le bruit de génération-recombinaison	49
3.3.4	Le bruit fondamental de la source : le bruit de photon	49
4	Simulations électromagnétiques	51
4.1	Antenne et guide d'onde	52
4.1.1	Antenne positive	54
4.1.2	Antenne négative	56
4.2	Couplage millimétrique	56
4.2.1	Couplage millimétrique à un guide CPS	58
4.2.2	Couplage millimétrique à un guide CPW	62
4.2.3	Discussion	63
4.3	Résonateurs quart-d'onde	65
5	Conception et fabrication des spectromètres	71
5.1	Introduction	71
5.2	Éléments de conception	72
5.3	Techniques de fabrication	73
5.4	Echantillons TEST	77
5.5	Echantillons SWIFTS1	77
5.5.1	Détails du procédé P1	78
5.6	Echantillons SWIFTS2	81
5.6.1	Détails du procédé P2A - face avant	85
5.6.2	Détails du procédé P2B - face arrière	87
6	Dispositif expérimental	91
6.1	Introduction	91
6.2	Cryogénie	91
6.3	Optique	93
6.3.1	Sources	93
6.3.2	Filtres	95
6.3.3	Lentilles	96
6.4	Fixation de l'échantillon	96
6.5	Electronique de mesure	97
7	Mesures expérimentales : méthode et résultats	101
7.1	Introduction	101
7.2	Mesures sur résonateurs quart-d'onde	102

7.2.1	Dépendance du facteur de qualité interne avec le champ magnétique	102
7.2.2	Mesures sur les échantillons TEST	103
7.3	Mesures sur spectromètres SWIFTS	107
7.3.1	Caractérisation d'un SWIFTS avec un interféromètre de Martin-Puplett	107
7.3.2	Echantillons SWIFTS1	113
7.3.3	Echantillons SWIFTS2	118
 II Caractérisation de LEKID sur membrane		125
 1 Caractérisation de LEKID sur membrane		127
1.1	Introduction	127
1.2	Les détecteurs 'LEKID'	128
1.3	Les KID : une technologie spatialisable?	130
1.4	Fabrication de LEKID sur membrane	132
1.5	Premières mesures de LEKID sur membrane	134
1.6	Conclusion	137
 Conclusion		139

Table des figures

1	Simulation électromagnétique : onde stationnaire dans un guide d'onde	xv
1.1	Cartographie du fond diffus cosmologique établie par Planck	6
1.2	Modèle du spectre d'une galaxie en fonction du redshift	7
1.3	Schéma de principe des banques de filtre et des SWIFTS	11
1.4	Comparaison : Interféromètre de Martin-Pupplet - SWIFTS	12
2.1	Schéma de principe d'un interféromètre de type Michelson	14
2.2	Interférogramme et TF pour une onde monochromatique et polychromatique . . .	16
2.3	Schéma de principe de l'interféromètre de type Martin-Puplett	17
2.4	Effet de l'échantillonnage et de la troncature	19
2.5	Principe des plaques de Lippman	21
2.6	Schémas de principe du SWIFTS de Gabor et de Lippmann	21
2.7	Figure d'interférence dans le SWIFTS de Lippmann	23
2.8	Figure d'interférence dans Lippmann avec atténuation	26
2.9	Démonstrateur SWIFTS RF	29
2.10	Schéma d'ensemble du SWIFTS millimétrique	31
3.1	Longueur de pénétration dans les films minces	38
3.2	Circuits RLC série et parallèle	40
3.3	Résonateur quart-d'onde	45
3.4	Exemple de mesure sur détecteur KID	47
4.1	Parties du SWIFTS millimétriques simulées	52
4.2	Lignes CPS et CPW	54
4.3	Modèle de l'antenne positive	55
4.4	Lobes d'émission de l'antenne positive	55
4.5	Modèle de l'antenne négative	56
4.6	Lobes d'émission de l'antenne négative	57
4.7	Critère de couplage en fonction du nombre de détecteurs	58
4.8	Couplage millimétrique à un guide CPS	59
4.9	Couplage millimétrique à un guide CPS, modèle B	61

4.10 Valeurs de couplage millimétrique au guide CPW	61
4.11 Réflexion pour le couplage millétrique CPS	62
4.12 Modèle du couplage millimétrique à un guide CPW	63
4.13 Valeurs de couplage millimétrique au guide CPW et réflexion	64
4.14 Optimisation du couplage CPW	66
4.15 Champ électrique d'un mode slot d'une ligne CPW	66
4.16 Résonance obtenue par simulation	67
4.17 Q_c en fonction de la géométrie de couplage à la ligne de transmission	68
4.18 Q_i en fonction de la proximité du guide et de la géométrie du court-circuit	69
5.1 Design de l'échantillon SWIFTS1	72
5.2 Stratégies de positionnement des détecteurs	74
5.3 Mesure de T_c des couches d'aluminium et de niobium	76
5.4 Limites du procédé P1 : surgravure et résolution	79
5.5 Echantillon SWIFTS2.2 en fin de procédé P2B	82
5.6 Photos de SWIFTS2.1 en fin du procédé P2A	84
5.7 Photos MEB de membranes	89
6.1 Schéma d'ensemble du dispositif expérimental	92
6.2 Schéma d'ensemble du cryostat SIONLUDI	94
6.3 Géométrie des filtres à mailles et schéma électrique équivalent	96
6.4 Exemple de transmission du filtre de QMC	97
6.5 Optique du SIONLUDI	98
6.6 Dessin du porte échantillon SWIFTS2	99
6.7 Architecture générale de l'électronique de lecture	99
7.1 Résonance avec et sans blindage magnétique	103
7.2 Facteur de qualité de couplage Q_c en fonction de la géométrie	104
7.3 Facteur de qualité de couplage Q_c en fonction de la distance au guide	105
7.4 Facteur de qualité de couplage Q_c en fonction de la taille du court-circuit	106
7.5 Ondes interférant dans le SWIFTS lorsque la source est l'IMP	106
7.6 Réponse du SWIFTS à l'interféromètre de Martin-Pupplet	108
7.7 Réponse des détecteurs à l'IMP avec et sans atténuation	110
7.8 Représentation schématique du spectre vu par les détecteurs de SWIFTS	112
7.9 Porte-échantillon de SWIFTS1	113
7.10 Guide d'onde de SWIFTS1.1	114
7.11 Transmission VNA pour SWIFTS1.1	115
7.12 Interférogrammes mesurés sur SWIFTS1.1	116
7.13 Spectres mesurés sur SWIFTS1.1	117
7.14 Représentation schématique de la lumière parasite	118

7.15	Porte-échantillon de SWIFTS2 installé sur la platine froide du SIONLUDI. Une partie de l'échantillon (dont l'antenne sur membrane) est visible à travers la fenêtre du porte-échantillon.	119
7.16	Guide d'onde de SWIFTS2.2	120
7.17	Transmission VNA pour SWIFTS2.2	121
7.18	Interférogrammes mesurés sur SWIFTS2.2	122
7.19	Spectres mesurés sur SWIFTS2.2	122
7.20	Lobes d'émission pour l'antenne de SWIFTS2.2 sur 50 μm de substrat	123
1.1	Traces temporelles des bolomètres de Planck	129
1.2	Photo, schéma et densité de courant pour un LEKID	129
1.3	Modèle électrique équivalent pour l'absorption du LEKID	131
1.4	Mesure simultanée d'évènements sur 5 pixels	132
1.5	Exemple d'échantillon sur membrane	133
1.6	Exemple typique de glitch	134
1.7	Transmission VNA pour les résonateurs sur substrat et sur membrane	136
1.8	Traces temporelles des évènements détectés sur substrat et sur membrane	136
1.9	Superposition des évènements détectés sur substrat et sur membrane	137

Introduction

Ce rapport de thèse présente les travaux réalisés au sein de l'équipe HELFA (**HE**LIum du **F**ondamental aux **A**pplications) du département MCBT (**M**atière **C**ondensée, **B**asse **T**empérature) de l'institut Néel à Grenoble d'octobre 2010 à septembre 2013.

Le sujet s'intègre dans l'activité principale de cette équipe qui est le développement de détecteurs cryogéniques pour l'observation astronomique. Il s'appuie sur deux axes de recherche fortement investis dans le bassin grenoblois :

- Le **développement de spectromètres de Fourier intégrés SWIFTS** (pour **S**tationary-**W**ave **I**ntegrated **F**ourier- **T**ransform **S**pectrometer : spectromètre de Fourier intégré à onde stationnaire), initié par E. Le Coarer de l'IPAG (Institut de **P**lanétologie et d'**A**strophysique de **G**renoble). Dans ces dispositifs, l'onde dont on souhaite connaître le spectre est planarisée dans un guide d'onde et interfère avec elle-même en produisant un interférogramme. Le profil spatial de cet interférogramme est relié au spectre de l'onde par une transformée de Fourier, voir figure 1. Très grossièrement, on peut dire que le principe du SWIFTS équivaut à celui d'un spectromètre de Fourier "classique" (de type Michelson par exemple) dont la taille serait réduite à la seule différence de marche issue du déplacement du miroir.
- Le **développement de détecteurs à inductance cinétique KID** (pour **K**inetic **I**nductance **D**etector : détecteur à inductance cinétique) pour l'astronomie millimétrique mené par l'équipe HELFA de l'Institut Néel. Les KID sont des micro-résonateurs supraconducteurs dont la fréquence de résonance est de quelques GHz. Ces détecteurs mesurent les variations de densité de quasi-particules causées par l'absorption des photons millimétriques.

En combinant ces deux thématiques il a été imaginé un 'SWIFTS millimétrique' dans lequel les détecteurs de lumière sont des KID. Un tel instrument présente un ensemble de performances (grande sensibilité, largeur de bande, intégration) répondant aux besoins actuels des astronomes. En particulier, des matrices de pixels spectromètres sont tout à fait appropriées à l'étude des galaxies à haut red-shift. D'une manière générale, la combinaison de pixels imageurs et de pixels spectromètres rend possible la conception de plans focaux plus adaptés à l'application envisagée. Le développement du SWIFTS pour le millimétrique qui est le sujet central de cette thèse n'était pas amorcée à mon arrivée. Cette étude a été menée de façon résolument ouverte ; l'ensemble des étapes du développement a été considéré et nous présenterons notamment des contribu-

tions en simulation électromagnétique, micro-fabrication et caractérisation électro-optique. Cette démarche présente l'avantage de pouvoir porter aujourd'hui un regard d'ensemble sur le projet même si, nous le verrons, certaines questions méritent encore d'être approfondies.

Le présent rapport s'organise de la façon suivante :

Une première partie traite du développement d'un spectromètre **SWIFTS** dans le **millimétrique** : tout d'abord, une description des **motivations scientifiques** est donnée dans le chapitre 1. Le **principe théorique du SWIFTS** et ses performances intrinsèques sont ensuite présentés dans le chapitre 2. Le chapitre 3 concerne des **détecteurs à inductance cinétique**, il donne les concepts de supraconductivité utiles à la compréhension du principe de détection. La transmission aux bornes d'une ligne chargée par un détecteur sera dérivée afin de prédire les résultats expérimentaux. Les **résultats des simulations électromagnétiques** sont présentés dans le chapitre 4. Ces simulations traitent de trois parties distinctes du SWIFTS millimétrique ; l'antenne, les détecteurs et le couplage des détecteurs au guide de l'antenne. Le chapitre 5 présente la **conception et la fabrication des spectromètres**, l'accent sera mis sur le choix des procédés de fabrication et leur limites. Le **dispositif expérimental** est brièvement abordé dans le chapitre 6, nous présenterons notamment le fonctionnement du cryostat à dilution. Enfin, le chapitre 7 expose les **résultats expérimentaux** obtenus pendant cette thèse. Ceux-ci concernent d'abord la caractérisation de résonateurs quart-d'onde isolés, puis celle de spectromètres prototypes du SWIFTS millimétrique.

Le développement d'un procédé de fabrication sur membrane nécessaire à la réalisation des spectromètres étudiés dans la première partie a permis en parallèle, la réalisation de **mesures de KID sur membrane**. Ceci est l'objet de la deuxième partie. Nous y expliquons d'abord pourquoi ces mesures présentent un intérêt dans la perspective d'une utilisation des KID en environnement spatial. Ces travaux concernant des détecteurs LEKID, quelques éléments sur ce type de détecteurs seront donnés. Enfin les résultats préliminaires des mesures sur membrane seront présentés.

En guise de conclusion et après en avoir rappelé les objectifs initiaux, nous rappellerons les réalisations marquantes de ce travail de thèse.

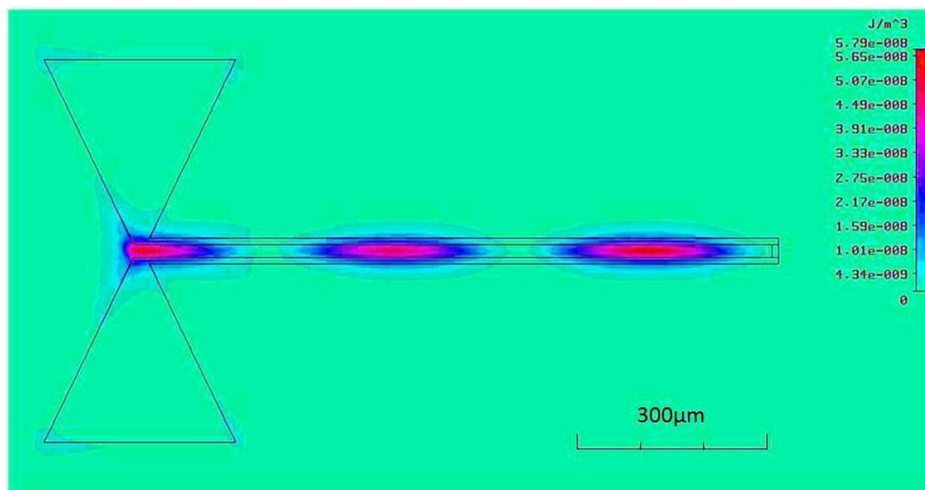


FIGURE 1 – Simulation électromagnétique. Le guide d'onde est court-circuité à son extrémité. L'antenne absorbe une onde monochromatique et les interférences entre les ondes incidentes et réfléchies produisent l'interférogramme observé. Sur cette figure, la périodicité des ventres rend compte de la fréquence de l'onde.

Première partie

**Développement du SWIFTS
millimétrique**

Chapitre 1

Motivations

Sommaire

1.1 Introduction	3
1.2 L'astronomie millimétrique	4
1.2.1 Sources typiques	4
1.2.2 Instrumentation	7
1.3 Des détecteurs nouveaux pour de nouveaux instruments?	9
1.3.1 Spectromètres large bande intégrés	9
1.3.2 Intérêt	11

1.1 Introduction

Le spectre millimétrique fait référence aux longueurs d'onde comprises entre 1 mm et 10 mm (30 GHz à 300 GHz), nous faisons aussi souvent référence au submillimétrique qui s'étend de 0.1 mm à 1 mm. Au cours des dernières décennies, l'accession à ces régions du spectre a fait grandement progresser nos connaissances en astrophysique et cosmologie. L'astronomie millimétrique concerne principalement les observations de sources thermiques froides, dont la température est inférieure à 10 K. Il peut s'agir de sources émettant directement dans le domaine millimétrique comme la poussière du milieu interstellaire ou de sources émettant à plus haute fréquence mais dont le spectre est décalé dans le domaine millimétrique par effet *redshift* (décalage vers le rouge), voir section 1.2.1. C'est le cas des galaxies distantes et du fond diffus cosmologique. Ce dernier est le sujet d'étude emblématique de l'astronomie millimétrique comme en témoigne la ferveur accompagnant la publication récente des résultats du satellite Planck. Dans tous les cas, les signaux mesurés sont de très faible énergie et nécessitent une instrumentation de pointe, notamment des détecteurs ultra-sensibles utilisés, le plus souvent, à température cryogénique. Ceci explique aussi que cette discipline n'existe que depuis quelques décennies. Dernièrement, l'émergence d'une nouvelle technologie de détecteurs a permis, pour la première fois, la réalisation d'imageurs équipés de plusieurs centaines de pixels à coût relativement bas [1][2]. Nous allons voir que ceci ouvre

aussi des opportunités pour des applications nouvelles comme des spectromètres intégrés sur silicium. L'objet de cette thèse est de participer au développement d'un tel instrument.

La première partie de ce chapitre sera consacrée à décrire les sources typiques du spectre millimétrique et à donner quelques éléments sur les technologies utilisées par les astronomes. Ceci nous permettra, dans la deuxième partie, de mettre en perspective les travaux de recherche sur les spectromètres intégrés, et de préciser l'intérêt d'un tel dispositif.

1.2 L'astronomie millimétrique

1.2.1 Sources typiques

L'atmosphère

L'astronomie millimétrique au sol est limitée par le fait que l'atmosphère est partiellement opaque pour ces longueurs d'onde. Les raies d'absorption moléculaire (principalement de l'eau) sont à l'origine de cette opacité. Il reste cependant des fenêtres atmosphériques exploitables centrées sur 850 μm , 1.2 mm, 2.1 mm et 3 mm de longueur d'onde. La largeur de ces raies est fonction de la quantité d'eau cumulée sur la ligne de visée et de la température.

De plus, l'atmosphère émet aussi un rayonnement thermique de type corps gris qui représente un signal de fond largement prépondérant devant les sources astronomiques typiques. Lorsque les couches de vapeur d'eau responsables de cette émission sont en mouvement, elles génèrent des fluctuations basse fréquence du signal reçu par les détecteurs, ce bruit est appelé bruit de ciel ou *sky noise*.

Ces raisons expliquent l'importance du site d'observation. Celui-ci doit se situer de préférence en altitude et dans des régions très sèches. Les exemples typiques sont le désert d'Atacama, l'Antarctique ou la Sierra Nevada . . . Les expériences en ballon stratosphérique ou sur satellite permettent de s'affranchir des contraintes atmosphériques.

Le fond diffus cosmologique

L'existence du fond diffus cosmologique, (ou **CMB** pour **Cosmic Microwave Background**) s'explique dans le cadre de la théorie du Big Bang : l'univers a d'abord été un milieu extrêmement chaud et dense dans lequel les photons interagissaient constamment avec les électrons sans pouvoir se propager librement. Avec l'expansion de l'univers, le refroidissement a rendu possible la liaison des électrons et des protons, c'est à dire la formation des premiers atomes, c'est *l'époque de recombinaison*, survenue environ 380 000 ans après le Big Bang et à partir de laquelle l'univers est devenu transparent. Les photons du CMB qui nous parviennent aujourd'hui sont issus de cette époque, la température de l'univers avoisinait alors les 3000 K. Nous observons aujourd'hui un rayonnement à 2.75 K ce qui correspond à un red-shift de 1100 environ, (voir ci-après le paragraphe "sources à grand red-shift"). Le CMB est donc un rayonnement *relique* émis peu de temps après la naissance de l'univers. Son spectre correspond parfaitement à celui d'un corps noir dont le maximum est centré sur 160 GHz c'est à dire dans la bande millimétrique. Une des particularités

du CMB est de présenter des fluctuations de température sur des échelles angulaires spécifiques, voir figure 1.1. Ces anisotropies correspondent à des régions de densité de matière légèrement différentes à l'époque de l'émission du CMB. Elles sont donc des précurseurs de la répartition inégale de la matière dans l'univers dont les grandes structures sont aujourd'hui les superamas de galaxies. L'intérêt scientifique du CMB est essentiel, il décrit la physique à l'œuvre peu de temps après le Big Bang et renseigne, par exemple, sur l'âge et la géométrie de l'univers, la proportion de matière noire et d'énergie noire ...

Depuis la découverte de Penzias et Wilson en 1964 [3], plusieurs missions scientifiques ont permis une mesure précise des anisotropies. Citons en particulier les trois missions spatiales : COBE (1992) [4], WMAP (2003) [5] et Planck (2009) [6]. Aujourd'hui, le CMB reste indéniablement un sujet d'étude phare de la cosmologie et l'effort de recherche se concentre sur l'étude de sa polarisation qui pourrait restreindre encore plus les modèles cosmologiques [7]. Cependant, le défi instrumental reste majeur car la détection de ce signal nécessite au moins une amélioration d'un ordre de grandeur en sensibilité par rapport à l'état de l'art actuel ; l'amplitude du signal attendu est de l'ordre de $0.1 \mu\text{K}$ selon les modèles les plus optimistes.

Enfin, il est important de préciser que les fluctuations de température peuvent avoir des origines différentes. Par exemple, en traversant les gaz chauds et ionisés des amas de galaxies, les photons du CMB sont susceptibles d'être accélérés par des électrons de haute énergie (c'est la diffusion Compton inverse). Les distorsions spectrales qui en résultent sont connues sous le nom d'*effet Sunyaev-Zeldovich* ou effet SZ. Lorsque l'instrument permet une résolution angulaire suffisante, il est possible de faire ressortir ces distorsions du 'fond' du CMB, on peut alors détecter des amas de galaxies [8]. Ceci est un exemple mais la détection d'objets situés au premier plan du CMB est possible par d'autres mécanismes : rayonnement synchrotron, l'effet SZ cinématique, le rayonnement *free-free* ... Nous ne les détaillerons pas ici.

Le milieu interstellaire

Le milieu interstellaire **ISM** (pour **InterStellar Medium**) désigne l'ensemble de la matière située entre les étoiles d'une galaxie. Même s'il ne constitue qu'une part minime de leur masse, il joue un rôle primordial dans leur spectre d'émission. C'est la poussière de l'IMS (la taille des grains est de l'ordre du dixième de micromètre) qui absorbe une grande partie du rayonnement visible des étoiles et le réemet dans le millimétrique et le sub-millimétrique. L'observation des galaxies dans cette partie du spectre est donc riche d'enseignements. Un exemple important concerne la formation des étoiles. Celle-ci a lieu dans des régions entourées de poussière, elle est donc impossible à observer dans le visible. Aujourd'hui, l'observation dans le millimétrique qui permet de voir cette poussière est devenue une méthode incontournable pour révéler les régions de formation d'étoiles dans la Voie Lactée ou les galaxies voisines. Il est aussi possible, par spectroscopie de raie, d'étudier la nature des molécules présentes dans l'IMS. Parmi les raies les plus importantes, on relève la raie de structure fine de l'ion C^+ , [CII] à $158 \mu\text{m}$ et les raies rotationnelles du monoxyde de carbone CO. Ces techniques, très fécondes, ont permis l'identification de plus d'une centaine de molécules différentes dans l'IMS. En ce qui nous concerne, le spectromètre dont le développe-

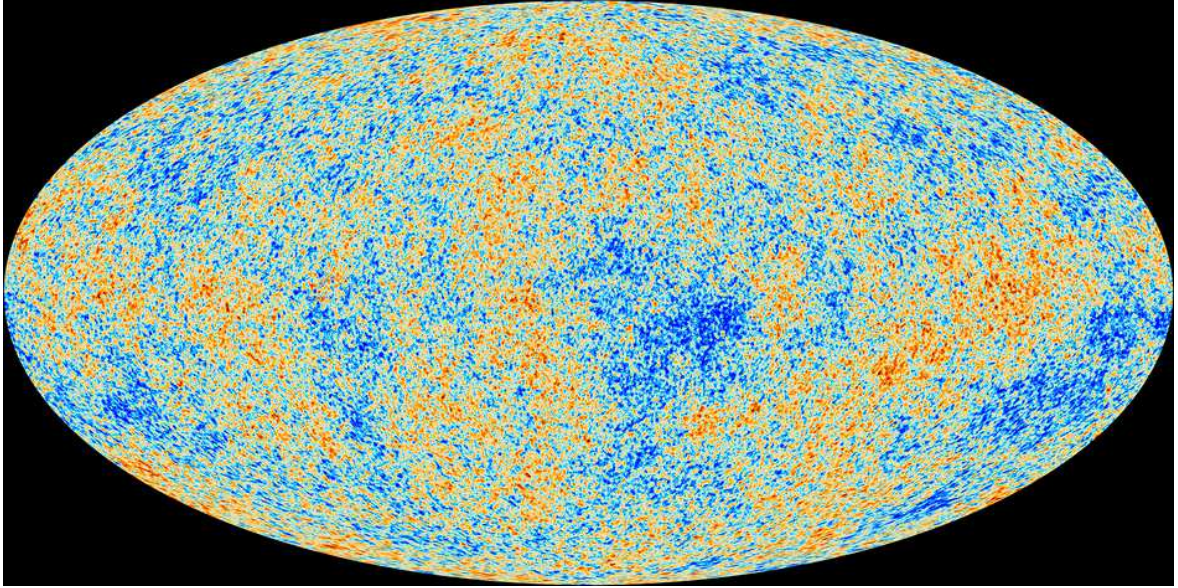


FIGURE 1.1 – Cartographie complète du fond diffus cosmologique établie par le satellite Planck en 2013. Les différentes couleurs représentent des fluctuations de température dont l'écart-type est d'environ $30 \mu\text{K}$. Ces anisotropies correspondent à des régions de densité légèrement différentes dont est issu l'ensemble des structures de l'univers actuel. Figure issue de [9]

ment est présenté dans ce rapport est potentiellement capable de détecter certaines de ces raies pour des galaxies très décalées vers le rouge, c'est ce qui est expliqué dans la section suivante.

Sources à grand redshift

Du fait de l'expansion de l'univers, un photon émis à l'instant t_0 avec une longueur d'onde λ_0 est perçu à l'instant $t + t_0$ avec une longueur d'onde λ plus grande. Plus la source est distante de l'observateur, plus l'âge du photon à la réception est élevé et plus sa longueur d'onde est dilatée. Dans le domaine visible, cet effet correspond à un décalage vers le rouge, ou *redshift*, il est formalisé par l'équation suivante :

$$z = \frac{a(t) - a(t_0)}{a(t_0)} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (1.1)$$

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

Le décalage vers le rouge favorise l'observation des galaxies distantes dans le domaine millimétrique. Comme représenté sur la figure 1.2, leur flux est d'ailleurs presque indépendant de la distance à l'observateur. Alors que les instruments actuels révèlent l'existence d'une grande population de galaxies lointaines émettant une part importante de leur énergie dans les domaines millimétrique et submillimétrique, l'intérêt des scientifiques pour ces sources va grandissant. Un des enjeux les plus importants concerne la mesure du spectre d'un grand nombre de ces structures. Ceci permettrait d'étudier les espèces atomiques et moléculaires dans les galaxies au cours de leur évolution. Par exemple, la détection d'éléments lourds tels que le monoxyde de carbone CO

dans une galaxie de redshift $z = 6.4$ [10] (l'univers avait alors seulement 1 milliard d'années) nous conduit à repenser nos modèles de formation d'étoiles. D'autre part, la mesure du décalage des raies spectrales permet, en première approximation, de déduire une distance. L'observation de galaxies lointaines, typiquement dans la gamme $200 \mu\text{m} - 2 \text{mm}$, nous renseigne donc sur leurs mécanismes de formation et d'évolution sur de grandes échelles spatiales et temporelles.

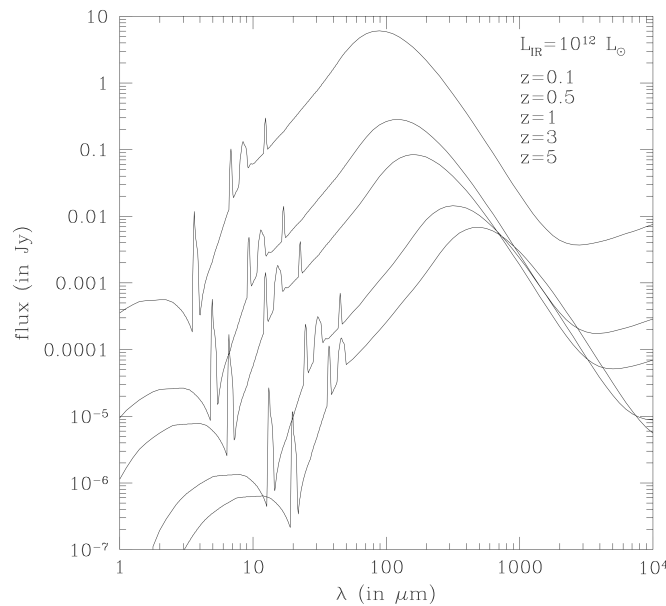


FIGURE 1.2 – *Modèle du spectre d'une galaxie en fonction du redshift (croissant de haut en bas). Dans le domaine millimétrique, le flux est pratiquement indépendant de la distance à l'observateur. Reproduction de la référence [11]*

1.2.2 Instrumentation

L'instrumentation pour l'astronomie millimétrique désigne l'ensemble des techniques employées pour collecter, focaliser et détecter le signal issu des sources astronomiques. Ces techniques couvrent des disciplines très variées telles que la mécanique de précision pour la construction des radio-télescopes, la supraconductivité (et donc la cryogénie), les techniques de micro-fabrication, l'électronique etc. Nous présentons ici les différentes catégories d'instruments en citant des exemples de référence. Nous donnons ensuite quelques éléments sur les technologies de détecteurs.

Différents instruments

En fonction du type de mesure, il existe plusieurs familles d'instruments :

- Les **imageurs** tout d'abord, ont pour objectif la cartographie d'une région du ciel, ce qui est particulièrement important dans le cas des sources millimétriques qui sont souvent éten-

- dues. Ils bénéficient depuis une dizaine d'années du développement intensif des grandes matrices de détecteurs. L'état de l'art actuel est représenté par la caméra GISMO équipée de 128 bolomètres fonctionnant à 2 mm de longueur d'onde [12] et la caméra NIKA-2 portée par l'Institut Néel qui présente des performances comparables [2].
- Les **spectromètres** effectuent une mesure de puissance en fonction de la fréquence, il en existe plusieurs types. Les spectromètres hétérodynes permettent des mesures à très haute résolution spectrale sur des bandes relativement étroites (~ 10 GHz), nous ne les détaillerons pas plus avant dans ce document. Les spectromètres large bande présentent des résolutions modérées sur une gamme de fréquence qui s'étend souvent sur plusieurs centaines de GHz. Ils emploient des techniques issues de l'optique visible, notamment l'interférométrie par transformée de Fourier et les réseaux de diffraction. Par exemple, le spectromètre Z-SPEC installé au foyer du télescope CSO (Caltech Submillimeter Observatory) utilise un réseau de diffraction à onde plane [13]. Il est capable de mesures spectrales entre 195 GHz et 310 GHz avec un pouvoir de résolution R ($R = \lambda/\delta\lambda$) situé entre 250 et 400. Il est important de noter qu'il s'agit d'un instrument à pixel unique ; il n'observe qu'un seul point du ciel à la fois.
 - les **polarimètres** mesurent les directions de polarisation de la lumière. L'utilisation de cornets polarisants permet de filtrer la polarisation sur chacun des détecteurs comme dans le cas de l'instrument HFI du satellite Planck, celle d'une grille polarisante impose la polarisation sur l'ensemble du plan focal.

En général, les instruments combinent plusieurs fonctionnalités. La caméra NIKA-2 par exemple réalise des images sur deux bandes de fréquence, elle associe donc à l'imagerie des informations spectrales.

Détecteurs

Les sources millimétriques étant très peu énergétiques, elles requièrent l'usage de détecteurs très sensibles. La solution privilégiée a toujours été les bolomètres. Les sensibilités prodigieuses rendues possibles par plusieurs décennies de développement ont culminé dernièrement avec les bolomètres de l'instrument HFI du satellite Planck, limités par le bruit de photon du CMB, voir section 1.2.1. La tendance lourde des années 2000 a été le développement de plans focaux équipés d'un grand nombre de pixels. Dernièrement les détecteurs à inductance cinétique ont été proposés comme technologie de rupture pour faciliter cette transition. Nous donnons ici une brève description de principe de fonctionnement de ces détecteurs ainsi que des critères de performance à considérer.

Un **bolomètre**, tout d'abord, convertit une puissance optique en chaleur dans un matériau absorbant. L'élévation de température qui en résulte est mesurée, par exemple, à l'aide d'un thermomètre électrique, ce qui permet de déduire la puissance optique incidente P_{opt} . Lors de son fonctionnement, il s'effectue un équilibre entre le chaleur stockée issue de P_{opt} , la puissance de lecture du thermomètre P_l et celle évacuée par une fuite reliée à un bain thermique P_{th} . Cet équilibre, atteint après la constante de temps τ , est décrit par les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \eta_{opt} P_{opt} + P_l &= P_{th} \\ \tau &= \frac{C}{G} \end{aligned} \quad (1.2)$$

η_{opt} est l'efficacité optique de l'absorbeur, τ est son temps de réponse, C sa capacité thermique et G la conductance thermique au bain. Augmenter la sensibilité du bolomètre sans changer τ est possible en réduisant G et C . Ceci a motivé la microfabrication d'absorbeurs et de thermomètres, déposés sur membranes structurées.

Enfin, une caractéristique importante d'un bolomètre est le coefficient de réponse (sans dimension) de son thermomètre :

$$\alpha = \frac{dR/R}{dT/T} \quad (1.3)$$

avec R la résistance du thermomètre et T la température. En fonction des applications envisagées, ce coefficient peut prendre des valeurs différentes ; dans les bolomètres à haute impédance qui travaillent à la transition état normal - état supraconducteur, α est négatif ; dans les bolomètres **TES** (Transition Edge Sensor) qui se basent sur la transition état normal - état supraconducteur, α est positif, ces bolomètres sont de très faible impédance.

Un **détecteur à inductance cinétique** est un micro-résonateur supraconducteur dont la fréquence de résonance est typiquement comprise entre 1 GHz et 10 GHz. Lorsque des photons d'énergie supérieure à deux fois l'énergie du gap supraconducteur sont absorbés par le matériau constituant ce résonateur, ils en modifient les propriétés électromagnétiques. Il en résulte un décalage mesurable de la fréquence de résonance dont on peut déduire la puissance optique incidente. Ces détecteurs récents sont facilement multiplexables à grande échelle, avantage primordial pour la fabrication de grandes matrices de détecteurs.

1.3 Des détecteurs nouveaux pour de nouveaux instruments ?

1.3.1 Spectromètres large bande intégrés

Si les KID s'imposent aujourd'hui dans la réalisation de grandes matrices de détecteurs pour le domaine millimétrique, ils motivent aussi le développement d'applications inédites. Actuellement, plusieurs projets évaluent la possibilité d'intégrer sur silicium des fonctionnalités nouvelles, c'est le cas des spectromètres intégrés. A ce jour, deux architectures sont envisagées. Dans les deux cas, l'onde incidente est d'abord absorbée par une antenne et planarisée dans un guide d'onde, et les détecteurs utilisés sont des KID.

- **Les banques de filtres** utilisent des micro-résonateurs lithographiés comme filtres fréquentiels. Ceux-ci sont des portions de ligne de transmission semblables au KID mais de taille beaucoup plus petite, ils résonnent à des fréquences de quelques centaines de GHz. Disposés entre le guide d'onde et les KID, ils autorisent le couplage de la puissance millimétrique

pour les fréquences correspondant à leur bande passante, voir figure 1.3(a). Le principe des banques de filtres est simple, l'enjeu du développement repose sur la faisabilité de filtres planaires aux fréquences millimétriques et sur le couplage de ces filtres aux KID. Aujourd'hui, deux projets ont pour objectif le développement de tels dispositifs. Le premier, DESHIMA (**D**elft **S**ron **H**igh-redshift **M**Apper) est mené par une équipe de l'université de Delft [14] [15], le deuxième, SuperSpec, par un consortium de laboratoires sous la responsabilité de Caltech [16] [17] [18]. Les premiers spectres produits par DESHIMA ont été récemment publiés [19].

- **Le SWIFTS** : le concept de SWIFTS vise à miniaturiser un interféromètre à transformée de Fourier en planarisant l'interférogramme dans le guide d'onde qui est court-circuité [20]. C'est l'interférence entre les ondes incidentes et réfléchies qui produit l'interférogramme. Les détecteurs disposés le long du guide permettent un échantillonnage spatial de la puissance portée par le guide d'onde, voir figure 1.3(b). Dans ce cas, ils prélèvent une faible portion de la puissance sur l'ensemble de la bande spectrale et c'est par transformée de Fourier que l'on déduit le spectre. Le SWIFTS est conceptuellement plus complexe que les banques de filtres, cependant, sa mise en œuvre semble plus directe car elle ne repose que sur le couplage millimétrique entre le guide d'onde et les détecteurs. Le développement de ce dispositif est le sujet de cette thèse.

Dans l'absolu, de tels dispositifs sont techniquement possibles avec des détecteurs traditionnels mais la flexibilité des KID, leur cycle de conception très court permettent d'explorer ces configurations nouvelles à coût raisonnable.

Nous pouvons souligner les avantages des SWIFTS par rapport à l'architecture de banque de filtres :

- Le dysfonctionnement d'un détecteur **n'implique pas la perte totale de données pour une bande de fréquence** ce qui peut s'avérer utile dans le cas de mesure de raies.
- Les **briques technologiques** utilisées dans le SWIFTS **existent déjà** : antenne, guide d'onde et KID. Les banques de filtres nécessitent par contre le développement de filtres fréquentiels à plusieurs centaines de GHz. Les performances possibles de ces filtres sont encore à déterminer.

De même, les désavantages apparents sont les suivants :

- Le **bruit** observé sur la mesure SWIFTS est celui du bruit de photon **majoré par un facteur \sqrt{N}** avec N le nombre de détecteurs comme nous le verrons en 2.2.2. En comparaison, théoriquement, la sensibilité des banques de filtres est directement gouvernée par celle des KID, elle peut donc être limitée par le bruit de photon. Cette comparaison est à considérer prudemment car elle n'est valable que pour une efficacité optique égale entre les deux instruments.
- Un spectromètre SWIFTS nécessite **deux fois plus de détecteurs** qu'une banque de filtres pour permettre la même résolution spectrale. Ceci s'explique par le dédoublement du spectre lors de la transformée de Fourier.

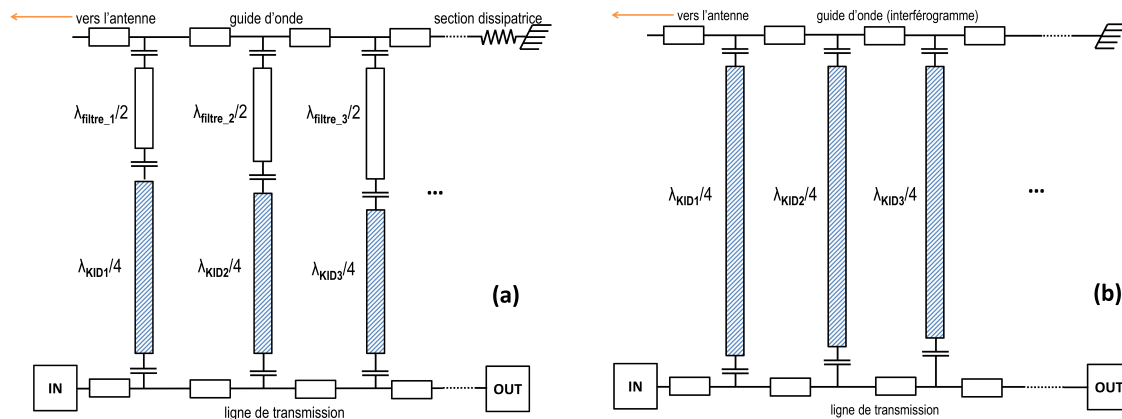


FIGURE 1.3 – Schémas de principe d'un spectromètre à banque de filtre (a) inspiré de la référence [19] et d'un spectromètre de type SWIFTS (b)

1.3.2 Intérêt

Précisons tout d'abord que ces dispositifs ne permettront certainement pas des pouvoirs de résolution supérieurs à 1000. Ils sont donc naturellement orientés vers des applications de spectrométrie large bande à résolution modérée.

L'intérêt le plus évident des instruments intégrés est **leur taille très réduite** par rapport aux instruments actuels. Cet avantage est bien sûr primordial dans le cadre de missions spatiales. Il ne s'y traduit pas seulement en terme de poids mais aussi de puissance de refroidissement et l'absence de parties mobiles permet en outre d'augmenter la robustesse et de réduire la puissance électrique embarquée.

La taille de ces dispositifs permet d'envisager des **matrices de spectromètres**. Même constituées d'un nombre limité de pixels (une dizaine est tout à fait envisageable), elles seraient tout à fait adaptées à l'observation des galaxies à haut redshift. L'agencement des pixels sous forme de matrice permettrait la détection d'un nombre important de ces sources, tandis que leurs fonctionnalités apporteraient une information spectrale. Par ailleurs, un positionnement approprié des détecteurs le long du guide permet l'observation simultanée de plusieurs fenêtres atmosphériques. Ces matrices répondent donc aux besoins énoncés en 1.2.1. D'une manière générale, la possibilité d'associer des matrices de pixels imageurs avec des spectromètres intégrés rend possible la fabrication de plan focaux spécifiques adaptés à l'application envisagée.

Au delà des applications astrophysiques, un instrument intégré serait indiscutablement utile lors de la **caractérisation** des éléments de la chaîne optique **en laboratoire**, lentilles et filtres en particulier. A titre d'exemple, le volume du spectromètre de Martin-Pupplet utilisé dans notre laboratoire (utilisé pour les mesures de spectre large bande) est mis en regard avec celui d'une puce d'un prototype SWIFTS dans la figure 1.4. De plus, lorsque l'intégration du signal n'est pas nécessaire (cas des mesures en laboratoire) la mesure du spectre par SWIFTS est instantanée.

En outre, tous les champs de recherche couramment associés au domaine **térahertz** (100 GHz à 10 THz) sont directement concernés par la spectroscopie millimétrique et bénéficieraient d'un

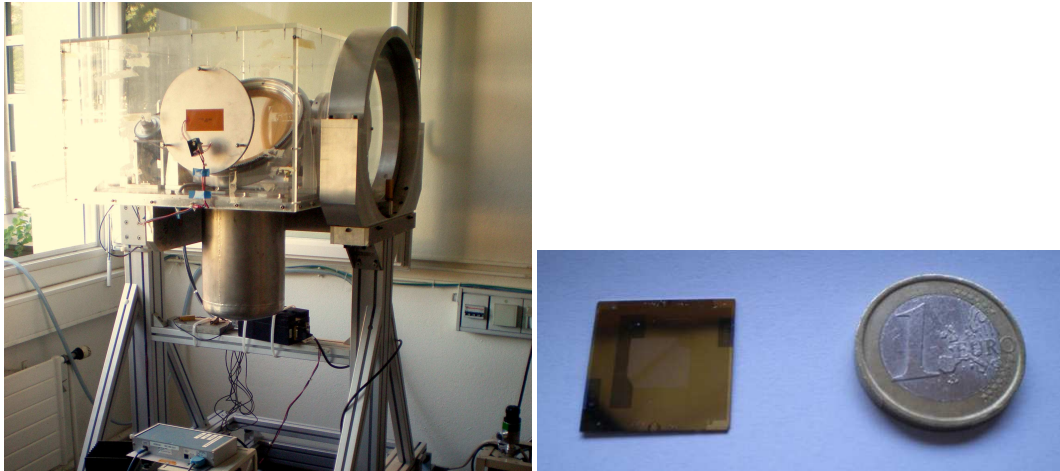


FIGURE 1.4 – A gauche : interféromètre de Martin-Puplett (des versions plus compactes existent). A droite : prototype de spectromètre intégré SWIFTS

instrument intégré pour les mêmes raisons pratiques. Par exemple, l'étude du spectre en transmission de certains matériaux permet d'étudier la supraconductivité par voie optique. La rapidité des KID associée à la configuration SWIFTS rend possible des mesures de spectre résolues en temps, utiles notamment pour étudier des conditions hors équilibre.

Notons pour finir que les activités térahertz sont en plein développement dans le **secteur industriel**. Des techniques non destructives permettant l'identification de molécules sont pressenties pour la sécurité, l'agroalimentaire et la santé. Un instrument de type SWIFTS millimétrique semble cependant peu approprié pour ce type d'applications notamment parce qu'il nécessite des besoins cryogéniques toujours difficiles à mettre en œuvre dans un contexte industriel, notamment pour les supraconducteurs à basse température critique tels que ceux dont sont faits (à ce jour) les KID.

Chapitre 2

Introduction au SWIFTS

Sommaire

2.1 Spectrométrie de Fourier	14
2.1.1 Equation de l'interférogramme	14
2.1.2 Le spectre expérimental	17
2.2 SWIFTS, un spectromètre intégré à transformée de Fourier	20
2.2.1 Equation de l'interférogramme	20
2.2.2 Performances de l'instrument idéal	23
2.2.3 Un concept déjà opérationnel dans certains domaines spectraux	28
2.2.4 ... qui reste à démontrer dans le millimétrique	28

La spectrométrie est l'étude du spectre de la lumière, c'est à dire la mesure de l'intensité d'une source lumineuse en fonction de la longueur d'onde $I(\lambda)$. Un champ très vaste de techniques instrumentales est concerné, et en fonction de l'application envisagée, certaines techniques sont privilégiées par rapport à d'autres. On distingue souvent deux familles d'instruments : les **spectromètres à dispersion** et les **spectromètres à transformée de Fourier** (FTS pour **F**ourier **T**ransform **S**pectrometer). Dans les spectromètres à dispersion, les différentes composantes de la lumière sont dispersées dans des directions différentes (à l'aide d'un prisme par exemple) et sont donc mesurées séparément. Dans les FTS par contre, toutes les composantes spectrales sont mesurées en même temps. Ces instruments utilisent les propriétés interférométriques de la lumière associées à la transformée de Fourier pour déterminer le spectre d'une source. Les FTS se sont beaucoup développés dans la deuxième moitié du XX^{ème} siècle aidés notamment par le développement de l'informatique qui a facilité les calculs nécessaires. Qu'ils soient à dispersion ou à transformée de Fourier, les spectromètres sont longtemps restés des instruments macroscopiques. Dernièrement, le développement des technologies de micro-fabrication a permis la conception d'**instruments intégrés**, c'est à dire dont la taille n'excède pas quelques cm^2 , c'est le cas du SWIFTS.

L'objet de ce chapitre est de présenter le SWIFTS d'un point de vue théorique et technique. Pour cela, nous introduisons dans un premier temps la spectrométrie de Fourier et quelques outils mathématiques associés. Nous exposons ensuite le principe de fonctionnement du SWIFTS et ses

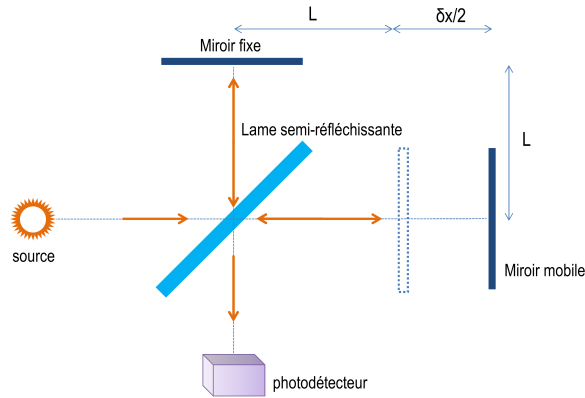


FIGURE 2.1 – Schéma de principe d'un interféromètre de type Michelson

performances dans le cas idéal. Nous donnons alors un aperçu des versions de SWIFTS déjà existantes pour le domaine visible et les radio-fréquences. Ce chapitre se termine par une présentation du contexte de travail pour le développement du SWIFTS millimétrique et par la précision de la problématique de recherche.

2.1 Spectrométrie de Fourier

Dans cette section, nous rappelons le principe de la spectrométrie par transformée de Fourier à travers l'exemple très représentatif de l'interféromètre de Michelson. Nous y dérivons l'équation de l'interférogramme en prenant en compte les aspects liés à la troncature et à l'échantillonnage. Nous donnons enfin une brève description de l'instrument de référence pour les mesures large bande dans le domaine millimétrique : l'interféromètre de Martin-Pupplet.

2.1.1 Equation de l'interférogramme

Dans l'interféromètre de type Michelson, l'onde incidente est séparée en deux ondes de puissance égale. Après avoir suivi des chemins optiques différents, ces deux ondes interfèrent de façon cohérente en sortie de l'instrument, comme représenté sur la figure 2.1. Le principe de la mesure consiste à mesurer l'intensité lumineuse en fonction de la différence de chemin optique δx . Dans le cas d'une onde monochromatique d'amplitude électrique E_0 , de pulsation ω et de vecteur d'onde $k = 2\pi/\lambda$, l'onde électromagnétique incidente s'écrit :

$$E_e(x, t) = E_0 \cos(\omega t - kx) \quad (2.1)$$

Cette onde est ensuite divisée en deux ondes d'amplitude égale : $E_1(x, t)$ et $E_2(x, t)$ et une différence de marche δx est introduite dans $E_2(x, t)$:

$$E_1(x, t) = \frac{E_0}{2} \cos(\omega t - kx) \quad (2.2)$$

$$E_2(x, t) = \frac{E_0}{2} \cos(\omega t - k(x + \delta x)) \quad (2.3)$$

En sortie du spectromètre, on note $E_s(x, t)$ le champ résultant de la recombinaison de $E_1(x, t)$ et $E_2(x, t)$:

$$E_s(x, t) = E_1(x, t) + E_2(x, t) \quad (2.4)$$

Nous définissons par convention l'intensité de l'onde comme le carré du module du champ électrique. Puisque les détecteurs actuels ne permettent pas de résoudre les fréquences des champs en question, cette grandeur est une moyenne temporelle telle que :

$$\begin{aligned} I(\delta x) &= \langle |E_s^2(x, t)| \rangle = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T E_s^2(x, t) dt \\ &= \frac{E_0^2}{8} + \frac{E_0^2}{8} + \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T 2 \frac{E_0^2}{4} \cos(\omega t - kx) \cos(\omega t - k(x + \delta x)) dt \\ &= \frac{E_0^2}{4} [1 + \cos(k\delta x)] = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(k\delta x)] \end{aligned} \quad (2.5)$$

Avec $I_0 = E_0^2/2$. L'intensité $I(\delta x)$ présente donc deux composantes ; le terme de gauche de l'équation (2.5) est constant et celui de droite est variable. C'est cette composante variable qui est appelée **interférogramme** et qui est porteuse de l'information spectrale. Le cas monochromatique est parlant puisque dans ce cas l'interférogramme est clairement modulé par le vecteur d'onde k . Connaître sa forme, et en particulier sa périodicité nous permet donc bien de déduire le spectre de l'onde incidente, en l'occurrence, il s'agit d'un pic de Dirac à la fréquence $f = \omega/2\pi$ comme représenté sur la figure 2.2 (a,c). On remarque que seules les fréquences positives, qui ont une réalité physique, sont représentées.

Dans le cas d'une onde polychromatique le champ électrique est :

$$E(x, t) = \int_0^{+\infty} E(f) \cos(2\pi f t - kx) df \quad (2.6)$$

où $E(f)$ désigne l'amplitude du champ électrique en fonction de la fréquence. Le théorème de superposition implique que le phénomène d'interférence constructive n'a lieu que pour deux ondes de même fréquence, en d'autres termes, les contributions de chacune des fréquences se somment de façon indépendante. Une démarche similaire à la précédente conduit à l'expression de l'intensité détectée :

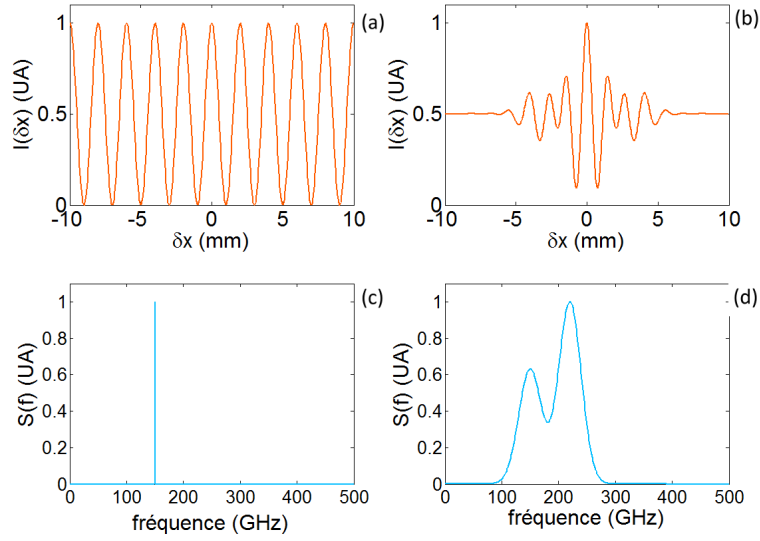


FIGURE 2.2 – Interférogramme d'un spectre monochromatique (a) et polychromatique (b) et leur transformée de Fourier respective (c) et (d)

$$\begin{aligned}
 I(\delta x) &= \int_0^{+\infty} \frac{E^2(f)}{4} [1 + \cos(k\delta x)] df \\
 &= \int_0^{+\infty} \frac{S(f)}{4} [1 + \cos(k\delta x)] df \\
 &= \int_0^{+\infty} \frac{S(f)}{4} df + \int_0^{+\infty} \frac{S(f)}{4} \cos(k\delta x) df \\
 &= \frac{I_0}{2} + I_{inter}(\delta x)
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

$S(f) = E^2(f)$ est par définition la **densité spectrale de puissance (DSP)** de l'onde. Il est essentiel de remarquer que l'interférogramme $I_{inter}(\delta x)$ est à une constante près la transformée de Fourier en cosinus de $S(f)$. En d'autres termes, connaître l'interférogramme $I_{inter}(\delta x)$ est suffisant pour déduire mathématiquement la DSP de l'onde associée :

$$S(f) = \int_0^{+\infty} I_{inter}(\delta x) \cos(k\delta x) d\delta x \tag{2.8}$$

L'instrument de référence dans le millimétrique : l'interféromètre de Martin-Pupplet

Dans l'interféromètre de Martin-Puplett (IMP), tout comme dans celui de Michelson, deux faisceaux cohérents interfèrent entre eux. La différence principale tient au fait que dans l'IMP, la

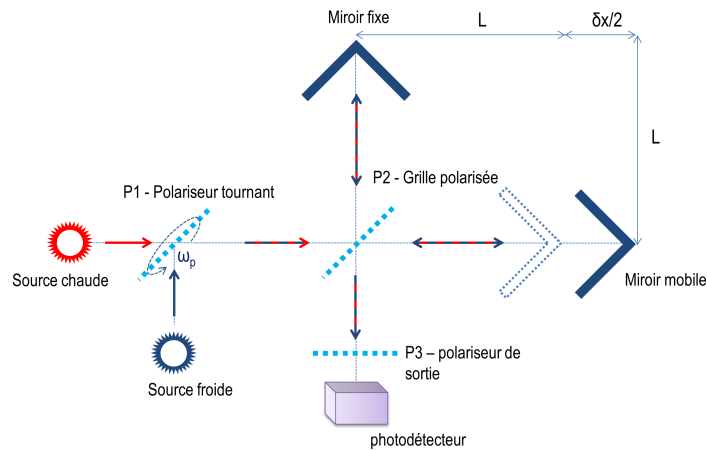


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de l'interféromètre de type Martin-Puplett : la puissance d'entrée est modulée par le polariseur tournant P1 entre 77 K et 300 K. La grille P2 divise le faisceau en fonction de la polarisation. Le miroir mobile M2 introduit une différence de marche δx entre les deux faisceaux. Le polariseur P3 permet d'obtenir en sortie une lumière polarisée et un signal modulé. Figure reproduite de [21].

séparation des faisceaux est réalisée par une grille polarisante car il n'existe pas à ces longueurs d'onde de miroirs semi-réfléchissants sur de larges bandes qui rendraient possible un interféromètre de Michelson millimétrique. De plus, comme souvent en instrumentation millimétrique, le signal d'entrée est modulé entre deux sources de températures différentes (généralement 77 K et 300 K) assimilées à des corps noirs, ceci permettant de filtrer les bruits basse fréquence liés aux fluctuations de l'environnement. Enfin, l'utilisation de miroirs en coin permet de conserver la polarisation de l'onde lors de la réflexion. Un schéma de principe de l'IMP est représenté en figure 2.3. Pour une description détaillée de l'IMP (écriture des champs et de l'interférogramme), le lecteur peut se référer au document de référence [21]. L'intensité détectée en sortie de l'IMP s'écrit [21] :

$$I(\delta x) = \frac{I_{0(300K)} + I_{0(77K)}}{4} + \frac{\cos(2\omega_p t)}{4} \int_0^{+\infty} \frac{dI_{300K}(f) - dI_{77K}(f)}{df} \cos(k\delta x) df \quad (2.9)$$

On retrouve ainsi le terme interférentiel de l'équation (2.7) modulé par le polarisateur d'entrée à la fréquence $2\omega_p$ et fonction de la différence de puissance entre les deux sources.

2.1.2 Le spectre expérimental

En pratique, un interférogramme n'est jamais relevé dans son intégralité ; les valeurs de δx accessibles par l'instrument sont nécessairement bornées à un ensemble $[\delta x_{min}; \delta x_{max}]$ correspondant par exemple à l'amplitude maximale du déplacement du miroir d'un interféromètre de Michelson. De plus, la précision sur les valeurs de δx étant limitée, l'interférogramme n'est connu

que pour des valeurs discrètes, on parle alors d'échantillonnage. Il est donc nécessaire de reformuler l'expression de l'interférogramme en tenant compte de ces considérations expérimentales.

Troncature de l'interférogramme

Un interférogramme tronqué s'exprime comme le produit de l'interférogramme complet par une fonction porte $\Pi(x)$ définissant les valeurs de différence de marche δx pour lesquelles une mesure est effectuée. En considérant, pour simplifier, un interférogramme symétrique, on note $\Pi(x)$:

$$\Pi_{\delta_{max}}(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } -\delta_{max} < x < \delta_{max} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

D'après le théorème de convolution, la transformée de Fourier d'un produit de fonction est égale au produit de convolution des transformées de Fourier de ces fonctions. De plus, la transformée de Fourier d'une fonction porte $\Pi_{\delta_{max}}(x)$ étant :

$$\tilde{\Pi}(f) = 2\delta_{max} \text{sinc}(2\pi\delta_{max}f/c) \quad \text{avec} \quad \text{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x}$$

nous pouvons écrire le spectre $S_T(f)$ issu de l'interférogramme tronqué :

$$S_T(f) = S(f) * \tilde{\Pi}(f) = S(f) * 2\delta_{max} \text{sinc}(2\pi\delta_{max}f/c) \quad (2.10)$$

où $*$ est le produit de convolution. Ainsi, lorsque l'interférogramme est tronqué, le spectre mesuré est une convolution du spectre réel avec un sinus cardinal. Dans le cas d'une onde monochromatique de fréquence f , le spectre issu d'un interférogramme tronqué est un sinus cardinal centré sur f , comme représenté sur la figure 2.4(a,b). Plus la partie mesurée de l'interférogramme est petite (plus δ_{max} est petit), plus le sinus cardinal est large et l'incertitude sur la mesure de la fréquence importante. La résolution de l'interféromètre à la fréquence f est d'ailleurs définie comme la largeur à mi-hauteur du sinus cardinal du spectre pour une onde monochromatique de fréquence f . La résolution numérique donne : $\delta f = \frac{1.207 \times c}{2\delta_{max}}$.

Echantillonnage de l'interférogramme

De façon similaire à précédemment, nous pouvons exprimer un interférogramme échantillonné avec une période p_e comme le produit de l'interférogramme complet par un peigne de Dirac de période p_e et de taille infinie :

$$\text{III}(p_e, x) = \sum_{i=-\infty}^{i=+\infty} \delta(x - ip_e) \quad (2.11)$$

dont la transformée de Fourier s'écrit :

$$\tilde{\text{III}}(p_e, f) = p_e \text{III}\left(\frac{1}{p_e}, f\right) \quad (2.12)$$

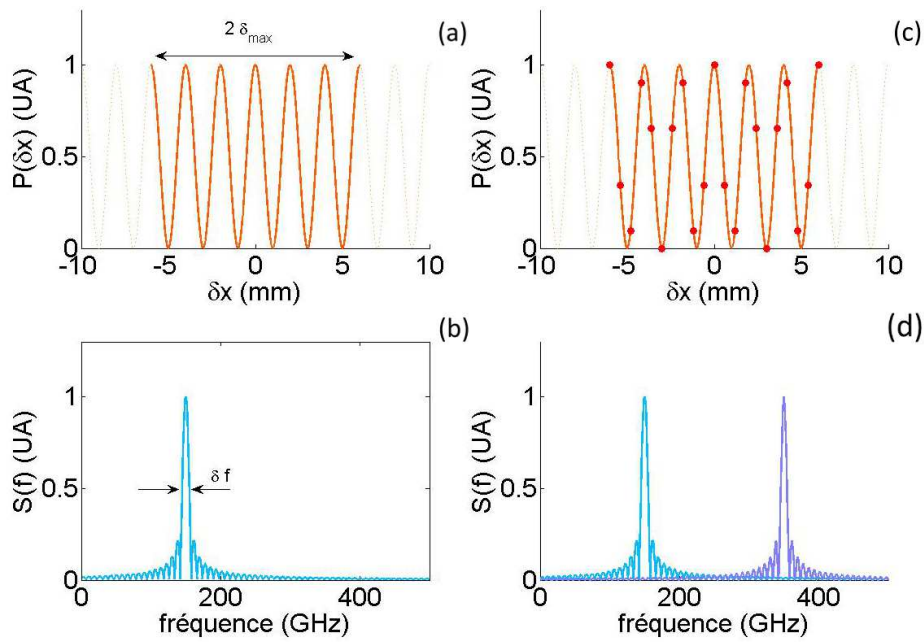


FIGURE 2.4 – Le spectre déduit d'un interférogramme tronqué (a) est un sinus cardinal (b) dont la largeur à mi-hauteur est la limite en résolution du spectromètre. Interférogramme tronqué et échantillonné (c) : le spectre se répète de façon périodique (d)

L'équation de l'interférogramme échantillonné $P_e(\delta_x)$ s'écrit :

$$P_e(\delta_x) = P(\delta_x) \times \frac{1}{p_e} \text{III}(p_e, \delta_x) \quad (2.13)$$

et le spectre obtenu est donc :

$$S_e(f) = S(f) * \text{III}\left(\frac{1}{p_e}, f\right) \quad (2.14)$$

Le spectre obtenu à partir d'un interférogramme échantillonné est donc composé d'une infinité de spectres centrés sur les fréquences multiples de la fréquence d'échantillonnage et proportionnelles à $1/p_e$. En fonction de cette fréquence, l'échantillonnage est susceptible d'occasionner des repliements de spectres et si tel est le cas, il y a perte d'information pour les fréquences concernées. Nous retrouvons ici les conditions de Nyquist-Shannon pour la conservation de l'information dans un signal échantillonné : la fréquence d'échantillonnage doit être au moins le double de la fréquence maximale que l'on souhaite résoudre. La figure 2.4 (c,d) représente l'effet de l'échantillonnage de l'interférogramme.

2.2 SWIFTS, un spectromètre intégré à transformée de Fourier

Le concept du SWIFTS s'inspire de la technique de photographie couleur interférentielle présentée par Gabriel Lippmann [22][23] à l'Académie Française en 1891. Lippmann y présente des plaques photographiques constituées d'une émulsion photosensible positionnée devant un miroir. La lumière issue de l'objet à photographier traverse le gel et est réfléchiée par le miroir, elle interfère donc avec elle-même, il résulte de cette interférence une onde stationnaire. L'activation des composés photosensibles (nitrate d'argent, bromure de potassium) présente un profil spatial correspondant à celui de l'onde stationnaire. Illuminée par une onde monochromatique par exemple, une plaque de Lippmann présentera une succession régulière de plans semi-réfléchissants de grains métalliques séparés par une demi-longueur d'onde, voir figure 2.5. Par la suite, l'image est restituée en illuminant la plaque avec de la lumière blanche. L'observateur regarde la lumière réfléchiée ; seules les longueurs d'ondes correspondant à l'espacement des plans semi-réfléchissants sont réfléchiées et donc visibles par l'observateur, les autres interfèrent de façon destructive. La restitution de l'ensemble des couleurs de l'objet est donc possible par ce procédé dont le rendu était à l'époque beaucoup plus fidèle que celui produit par les techniques de photographie à base de pigments de couleurs. Les plaques de Lippmann souffrirent cependant de limitations technologiques (longueur du temps de pose et toxicité des matériaux) qui limitèrent leur développement commercial.

En 1995, Connes et LeCoarer s'inspirèrent des plaques de Lippmann pour proposer un nouveau type de spectromètre 3D. Leurs travaux aboutirent en 2007 à une première réalisation expérimentale baptisée SWIFTS (**S**tationnary **W**aves **I**ntegrated **F**ourier **T**ransform **S**pectrometer) accompagnée de la publication d'un brevet technologique [24][25]. Aujourd'hui, le développement du SWIFTS est mené par un consortium de laboratoires grenoblois (UJE, UTT, IPAG, IMEP-LAHC, LNIO, LTM) et d'industriels (Teem Photonics, E2V, Floralis). Deux types de SWIFTS ont été proposés, le SWIFTS de Lippmann qui utilise l'onde stationnaire produite par la réflexion d'une onde sur un miroir exactement comme dans les plaques de Lippmann et le SWIFTS de Gabor dans lequel l'onde interfère par contra-propagation le long d'un guide.

2.2.1 Equation de l'interférogramme

Nous dérivons ici l'équation de l'interférogramme d'un spectromètre **SWIFTS de type Lippmann** dans lequel l'onde incidente interfère avec elle-même après réflexion sur un miroir comme représenté sur la figure 2.6(b). Nous définissons d'abord les équations de propagation des ondes incidentes $E_i(t)$ et réfléchies $E_r(t)$:

$$\begin{aligned} E_i(x, t) &= E_0 \cos(\omega t - kx) \\ E_r(x, t) &= E_0 \cos(\omega t + kx + \pi) \end{aligned} \quad (2.15)$$

On note qu'après réflexion sur le miroir, l'onde est déphasée de π . On écrit le champ résultant :

$$E_s(x, t) = E_i(x, t) + E_r(x, t)$$



FIGURE 2.5 – A gauche : principe de la photographie couleur de Lippmann, issu de [26]. A droite : exemple d'une plaque photographique de Lippmann, "Cimetière", années 1910

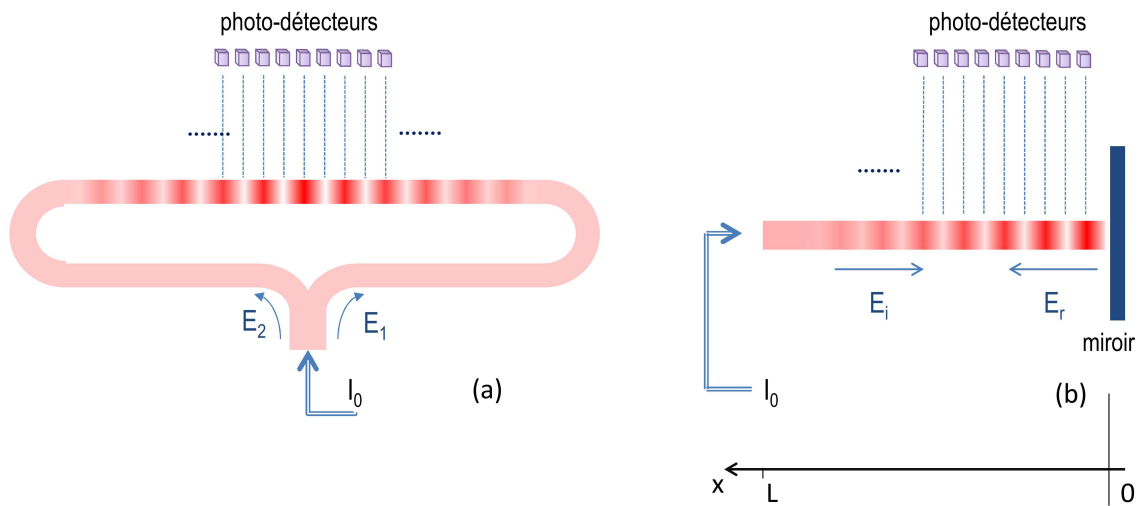


FIGURE 2.6 – Schéma de principe du SWIFTS de Gabor (a) et de Lippmann (b)

et l'intensité de l'onde stationnaire à la distance x du miroir est :

$$\begin{aligned}
I(x) &= \langle |E_s^2(x, t)| \rangle \\
&= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T [E_i(x, t)^2 + E_r(x, t)^2] dt + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T 2E_i(x, t)E_r(x, t) dt \\
&= E_0^2 + E_0^2 \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T [\cos(2kx) - \cos(2\omega t)] dt \\
&= I_0 - I_0 \cos(2kx) = I_0(1 - \cos(2kx))
\end{aligned} \tag{2.16}$$

en prenant $I_0 = E_0^2$. L'interférogramme correspondant est représenté en figure 2.7. Nous pouvons donc établir une correspondance avec les interféromètres classiques présentés dans la section précédente ; $I(x)$ se compose d'une composante continue I_0 et d'une composante variable $I_0 \cos(2kx)$. On peut associer la position de la mesure x à une différence de marche car à la distance x du miroir, l'onde incidente présente un retard $2x$ sur l'onde réfléchie. Ceci explique aussi que l'échelle de l'interférogramme est réduite d'un facteur 2 par rapport à celle mesurée dans un FTS classique. Ainsi, dans le SWIFTS, positionner une série de détecteurs le long du guide permet d'accéder simultanément à autant de valeurs de différences de marche. Dans un FTS classique, un seul détecteur est suffisant pour relever l'interférogramme car une partie mobile permet de faire varier la différence de marche. Dans le SWIFTS, il n'y a pas de partie mobile mais plusieurs détecteurs sont nécessaires à la mesure.

On peut dès lors mettre en avant l'avantage primordial de ce dispositif : sa petite taille. Les FTS classiques nécessitent l'emploi d'éléments macroscopiques, par exemple un IMP utilise un polariseur tournant (et donc un moteur) et des miroirs en coin. Un SWIFTS, en revanche, n'est constitué que d'une antenne, d'un guide d'onde et d'une série de détecteurs. Quelle que soit la technologie utilisée, l'ensemble du dispositif est très peu encombrant et le plus souvent planaire. Par exemple, la masse d'un SWIFTS potentiellement capable de produire des spectres avec un pouvoir de résolution supérieur à 100 dans le domaine millimétrique est estimée à 1 gramme. De plus, l'absence de partie mobile en fait un instrument robuste, la précision sur la valeur de différence de marche dépend directement de celle de la position des détecteurs micro-fabriqués. Elle est donc très élevée et surtout invariante ce qui garantit la répétabilité des mesures.

Le principe du **SWIFTS de Gabor** consiste à diviser en deux l'onde incidente et à injecter les ondes résultantes de part et d'autre d'un guide d'onde comme présenté sur la figure 2.6(a) . Une onde stationnaire résulte de l'interaction entre ces deux ondes qui se propagent dans des directions opposées (d'où le terme de contra-propagation). En gardant les mêmes notations que précédemment, l'équation de l'interférogramme pour le SWIFTS de Gabor est :

$$I(x) = I_0(1 + \cos(2kx)) \tag{2.17}$$

Le point $x = 0$ est équidistant du point de séparation des ondes, c'est le point pour lequel la puissance détectée est maximale.

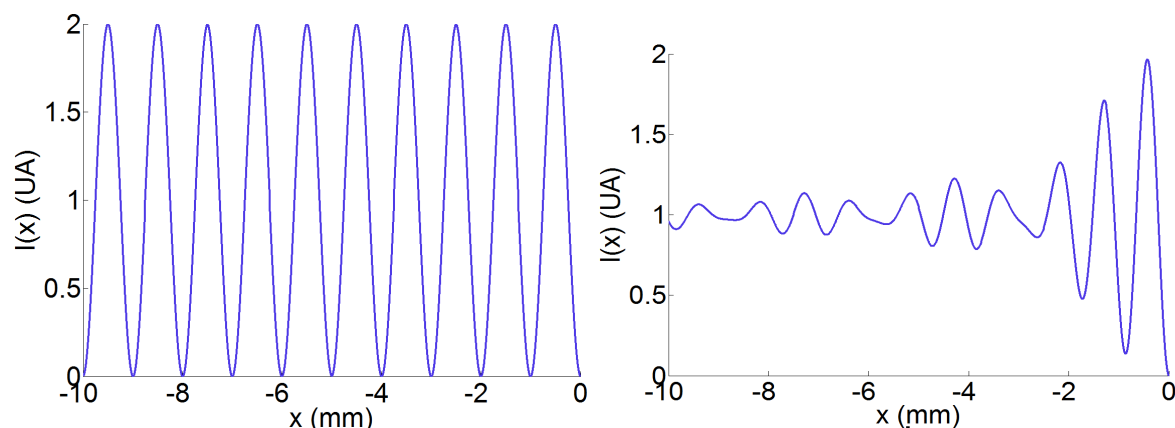


FIGURE 2.7 – Figure d'interférence dans le guide du SWIFTS Lippmann pour une onde monochromatique de 150 GHz (à gauche), et pour une onde polychromatique dont le spectre est décrit par la fonction porte 150 GHz - 200 GHz (à droite). Le miroir est situé en $x = 0$.

2.2.2 Performances de l'instrument idéal

Nous présentons dans ce paragraphe les performances d'un instrument idéal : les détecteurs effectuent un prélèvement parfaitement local et non chromatique.

- Pouvoir de résolution

Un spectromètre est souvent caractérisé par le **pouvoir de résolution R**, un indice de performance sans dimension défini comme :

$$R = \frac{f}{\delta f} \quad (2.18)$$

avec δf , la limite en résolution (en fréquence) du spectromètre donnée en 2.1.2. De façon tout à fait similaire à l'IMP, R est directement gouverné par la différence de marche maximale réalisable par l'instrument, c'est à dire dans le cas du SWIFTS par la distance D séparant les deux détecteurs les plus éloignés. En tenant compte de l'indice effectif du guide $\sqrt{\epsilon_{eff}}$, on écrit :

$$R = \frac{f \times 2 \times 2D \times \sqrt{\epsilon_{eff}} \times f}{1.207 \times c} \cong \frac{2Df\sqrt{\epsilon_{eff}}}{c} = \frac{2D\sqrt{\epsilon_{eff}}}{\lambda} \quad (2.19)$$

Le facteur 2 provient du fait que la périodicité de l'interférogramme est le double de celle de l'onde propagative. Par exemple, pour un guide d'indice effectif $\sqrt{\epsilon_{eff}} = 2,5$ une distance $D = 4 \text{ cm}$ est nécessaire pour permettre un pouvoir de résolution de 100 à 150 GHz.

- Bande passante

La limite haute de la bande passante est déterminée par la distance d entre deux détecteurs adjacents. Celle-ci satisfait aux conditions de Nyquist-Shannon pour une fréquence maximale de :

$$f_{max} = \frac{c}{4d\sqrt{\epsilon_{eff}}} \quad (2.20)$$

Ce qui implique que pour pouvoir résoudre une fréquence de 150 GHz, d doit être inférieur à $200 \mu m$ pour un indice effectif de 2,5.

La limite basse de la bande passante est limitée par la distance D entre les deux détecteurs les plus éloignés :

$$f_{min} = \frac{c}{2D\sqrt{\epsilon_{eff}}} \quad (2.21)$$

Ceci est cependant peu pertinent dans notre cas, car on verra que pour le SWIFTS millimétrique, c'est la fréquence de coupure du matériau supraconducteur ou la bande passante de l'optique qui limite d'abord f_{min} .

- Efficacité

L'efficacité optique d'un instrument η_{opt} renseigne sur le rapport entre le nombre de photons incidents et le nombre de photons contribuant effectivement à la mesure. η_{opt} est limitée par l'efficacité de l'antenne, par tous les mécanismes de pertes internes (pertes radiatives, résistives et diélectriques) mais aussi parfois par le régime de fonctionnement de l'instrument, c'est le cas du SWIFTS. Le prélèvement local de la puissance modifie la forme de l'interférogramme et donc l'information spectrale qu'il contient. En d'autres termes, il est vain de vouloir coupler un maximum d'énergie sur chacun des détecteurs car ceci détruirait l'interférogramme. De même, un couplage minime qui n'affecterait que très peu la forme de l'interférogramme résulterait en une diminution significative du rapport signal à bruit, ce qui n'est pas non plus souhaitable. Il s'agit donc de trouver un point de fonctionnement optimal qui permette de déduire un maximum de l'information spectrale de l'onde. C'est cette démarche qui est présentée ci-dessous.

Nous définissons d'abord un prélèvement linéique en intensité α correspondant à l'énergie collectée le long du guide par les détecteurs. Pour une intensité incidente I_0 , l'intensité résultante après un parcours l dans le guide s'écrit :

$$I(l) = I_0 \exp(-\alpha l) \quad (2.22)$$

Avec $I_0 = E_0^2$. En considérant le prélèvement de puissance sur un guide de longueur L (voir figure 2.6), les équations 2.15 deviennent :

$$\begin{aligned}
E_i(x, t) &= E_0 \cos(\omega t - kx) \exp\left(-\frac{\alpha}{2}(L-x)\right) \\
E_r(x, t) &= E_0 \cos(\omega t + kx + \pi) \exp\left(-\frac{\alpha}{2}(L+x)\right)
\end{aligned} \tag{2.23}$$

Le point $x = 0$ correspond à la position du miroir et l'intensité est modifiée de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
I(x) &= \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T E_s(x, t)^2 dt = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T [E_i(x, t) + E_r(x, t)]^2 dt \\
&= \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T E_0^2 \left[\cos(\omega t - kx) \exp\left(-\frac{\alpha}{2}(L-x)\right) + \cos(\omega t + kx + \pi) \exp\left(-\frac{\alpha}{2}(L+x)\right) \right]^2 dt \\
&= \frac{E_0^2}{2} [\exp(-\alpha(L-x)) + \exp(-\alpha(L+x))] - \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T E_0^2 (\cos(2\omega t) + \cos(2kx)) \exp(-\alpha L) dt \\
&= E_0^2 \exp(-\alpha L) [\cosh(\alpha x) - \cos(2kx)] \\
&= E_0^2 \exp(-\alpha L) \left[\underbrace{1 - \cos(2kx)}_{\text{terme interférométrique}} + \underbrace{\cosh(\alpha x) - 1}_{\text{terme inutile}} \right]
\end{aligned} \tag{2.24}$$

Ainsi, lorsqu'on prend en compte un prélèvement linéique de la puissance le long du guide, l'interférogramme s'écrit comme la somme d'un terme en cosinus hyperbolique et d'un terme en cosinus. Le premier ne dépendant pas de k il n'est pas porteur d'information spectrale. L'impact du prélèvement sur la forme de l'interférogramme est illustré en figure 2.8. La puissance utile prélevée le long du guide est :

$$P_{utile} = E_0^2 \alpha \exp(-\alpha L) \left(\int_0^L (1 - \cos(2kx)) dx \right) \tag{2.25}$$

Lorsque L est très grand devant la longueur d'onde, le terme en cosinus s'annule.

$$P_{utile} = E_0^2 \alpha L \exp(-\alpha L) = 2\alpha P_0 L \exp(-\alpha L) \tag{2.26}$$

dont on déduit l'expression de l'efficacité optique η_{opt} :

$$\eta_{opt} = \frac{P_{utile}}{P_0} = 2\alpha L \exp(-\alpha L) \tag{2.27}$$

On calcule pour finir le prélèvement α_{opt} permettant une efficacité maximale :

$$\frac{d\eta_{opt}}{d\alpha_{opt}} = 0 \Leftrightarrow 1 - \alpha_{opt} L = 0 \Leftrightarrow \alpha_{opt} = \frac{1}{L} \tag{2.28}$$

Le prélèvement α_{opt} permettant une efficacité maximale correspond donc à une fraction $1/L$ de la puissance dans l'approximation linéique. Dans le cas d'un nombre fini de détecteurs N , cela équivaut à coupler une fraction $1/N$ de la puissance sur chacun des détecteurs. Des interférogrammes modifiés par le prélèvement sont représentés en figure 2.8.

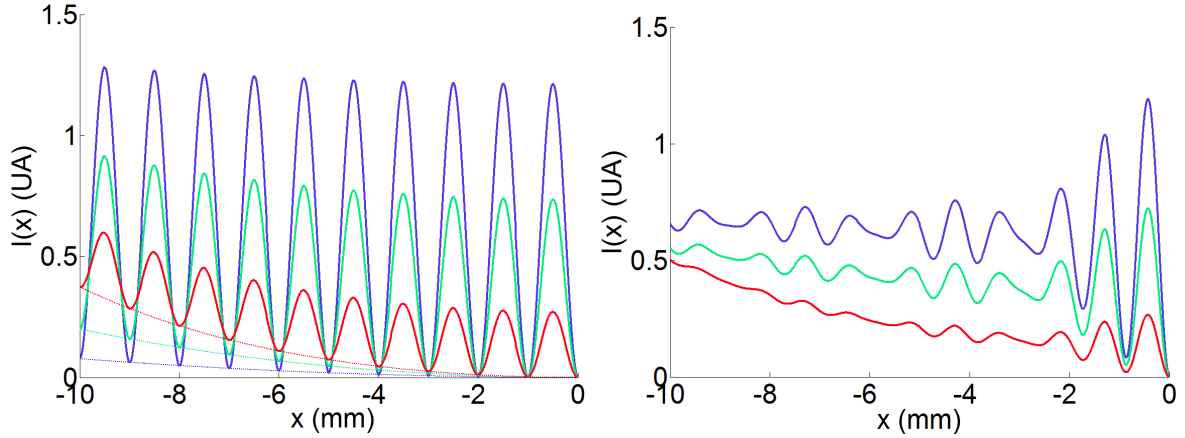


FIGURE 2.8 – Figure d'interférence dans le guide du SWIFTS atténuée par un prélèvement linéique de la puissance. Le miroir est situé au point $x = 0$. A gauche l'onde est monochromatique (150 GHz) à droite il s'agit d'une onde polychromatique dont le spectre est la fonction porte 150 GHz - 200 GHz. Les courbes vertes sont associées à la condition de prélèvement optimal $\alpha_{opt} = 1/L$ avec L la longueur du guide. Les courbes bleues et rouges représentent les interférogrammes pour $\alpha = 0,5\alpha_{opt}$ et $\alpha = 2\alpha_{opt}$ respectivement. A chaque figure d'interférence du graphe de gauche est associé une courbe en pointillés représentant la composante en cosinus hyperbolique, voir 2.24.

- Bruit

L'étude du bruit dans le cas du SWIFTS est une question difficile. Dans le SWIFTS, l'ensemble des composantes spectrales est détecté par chacun des détecteurs. Même si, au niveau des détecteurs, le rapport signal sur bruit est du même ordre que dans le cas de spectromètres dispersifs (de type banque de filtres), l'inversion de la mesure interférométrique peut rajouter du bruit à la mesure du spectre. Nous allons voir que cela est le cas lorsque le bruit n'est pas corrélé entre les détecteurs. Dans le cas d'un SWIFTS à N détecteurs, et pour un signal d'entrée de densité spectrale de puissance $S(f)$, l'expression de l'intensité détectée à la distance x du miroir est donnée par 2.29. Dans les développements qui suivent, nous négligeons la modification de l'interférogramme due au prélèvement de puissance (voir paragraphe précédent). Par hypothèse, la puissance d'entrée est donc répartie de façon homogène sur l'ensemble des détecteurs.

$$I(x) = \int_0^{+\infty} \frac{S(f)}{N} [1 - \cos(2kx)] df = \frac{I_0}{N} - \int_0^{+\infty} \frac{S(f)}{N} \cos(4\pi f x/c) df \quad (2.29)$$

dont la transformée de Fourier discrète nous permet de retrouver le spectre $S(f)$:

$$S_{\text{mesuré}}(f_j) = \sum_{i=1}^N I(x_i) \cos(4\pi f_j x_i/c) \quad (2.30)$$

Un signal d'entrée bruité $S_\sigma(f)$ peut s'écrire comme la somme d'une partie utile $S(f)$ et d'un bruit $\sigma(f)$:

$$S_\sigma(f) = S(f) + \sigma(f) \quad (2.31)$$

Pour toute fréquence $f_j \neq 0$, le spectre mesuré est alors :

$$\begin{aligned} S_{\text{mesuré}}(f_j) &= \sum_{i=1}^N I(x_i) \cos(4\pi f_j x_i / c) \\ &= \sum_{i=1}^N \int_0^{+\infty} \frac{S_\sigma(f)}{N} \cos(4\pi f x_i / c) df \times \cos(4\pi f_j x_i / c) \\ &= \sum_{i=1}^N \int_0^{+\infty} \frac{S(f)}{N} \cos(4\pi f x_i / c) \cos(4\pi f_j x_i / c) df \\ &\quad + \sum_{i=1}^N \int_0^{+\infty} \frac{\sigma(f)}{N} \cos(4\pi f x_i / c) \cos(4\pi f_j x_i / c) df \\ &= S(f_j) + \sum_{i=1}^N \int_0^{+\infty} \frac{\sigma(f)}{N} \cos(4\pi f x_i / c) \cos(4\pi f_j x_i / c) df \end{aligned} \quad (2.32)$$

Le calcul du spectre mesuré nécessite la prise en compte de deux cas : soit le bruit est corrélé entre les détecteurs, soit il ne l'est pas.

- Dans le cas où le **bruit est corrélé**, il est traité par la transformée de Fourier de la même manière que le signal utile :

$$S_{\text{mesuré}}(f_j) = S(f_j) + \sum_{i=1}^N \int_0^{+\infty} \frac{\sigma(f)}{N} \cos(4\pi f x_i / c) \cos(4\pi f_j x_i / c) df = S(f_j) + \sigma(f_j) \quad (2.33)$$

- En revanche, s'il n'est **pas corrélé**, il faut considérer les différentes contributions de bruit comme indépendantes. L'intensité détectée à la position x_i s'écrit :

$$I_\sigma(x_i) = I(x_i) + \sigma_p(x_i) \quad (2.34)$$

$I(x_i)$ est l'intensité détectée en x_i qui est issue du signal utile et $\sigma_p(x_i)$ est l'intensité du bruit en x_i qui n'est pas corrélée avec les autres détecteurs. Lors du calcul du spectre, les différentes contributions du bruit se somment de façon quadratique. En considérant en outre que l'amplitude de ces différentes contributions est comparable, $\sigma_p(x_i) = \sigma_{\text{pixel}}$, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} S_{\text{mesuré}}(f_j) &= \sum_{i=1}^N I(x_i) \cos(4\pi f_j x_i / c) + \left[\sum_{i=1}^N \sigma_{\text{pixel}}^2 \cos^2(4\pi f_j x_i / c) \right]^{1/2} \\ &\simeq S(f_j) + \frac{\sqrt{N}}{2} \sigma_{\text{pixel}} \end{aligned} \quad (2.35)$$

Ainsi, le traitement de l'information est susceptible d'affecter les propriétés du bruit. Dans le cas d'un bruit décorrélé entre les détecteurs, le rapport signal sur bruit sur le spectre est égal à celui sur les détecteurs pondéré par un facteur proportionnel à \sqrt{N} (avec N le nombre de détecteurs). Ceci représente un désavantage par rapport aux banques de filtres ou le rapport signal sur bruit pour un point du spectre est égal à celui sur les détecteurs.

2.2.3 Un concept déjà opérationnel dans certains domaines spectraux ...

Initialement conçu pour le domaine visible, le dispositif SWIFTS voit son champ d'application progresser. En fonction de l'application envisagée, différentes technologies sont utilisées. Nous les présentons brièvement dans cette section.

- SWIFTS pour le domaine visible

Le SWIFTS fonctionnant dans le visible et le proche IR utilise une technologie à base de substrat de verre dans lequel le guide est fabriqué par échange d'ions [27] [28]. A l'heure actuelle il n'existe pas de détecteurs suffisamment petits permettant de résoudre les longueurs d'onde en jeu, une méthode de sous-échantillonnage est donc employée : des plots nanométriques positionnés à proximité immédiate du guide diffusent la lumière vers des détecteurs CCD placés à distance. Cette méthode présente cependant l'inconvénient majeur de diminuer grandement la bande accessible par l'instrument. Pour pallier cela des méthodes de multiplexage consistent à sous-échantillonner l'interférogramme à de multiples reprises. Ceci permet de résorber la bande passante au prix d'un système plus volumineux et plus complexe. Ces systèmes présentent des pouvoirs de résolution de 50000 pour des fréquences comprises entre 500 et 1100 nm [29].

Mais pour accéder pleinement au potentiel du SWIFTS dans ce domaine de longueurs d'onde, des détecteurs nanométriques nouveaux sont en cours de développement. L'effort de recherche centré sur les SNSPD (**S**uperconducting **N**anowire **S**ingle **P**hoton **D**etectors) est documenté dans [30]. L'objectif est de permettre une analyse de l'onde stationnaire sans recours au sous-échantillonnage. En outre, les SNSPD présentant un très faible bruit, ce type de configuration est naturellement orienté vers des applications en astronomie.

- SWIFTS pour les radio-fréquences

L'application SWIFTS a été démontrée dans le domaine des RF pour des fréquences inférieures à 25 GHz [31][32][33]. Le dispositif met en œuvre des circuits imprimés en cuivre et des détecteurs de type Schottky, voir figure 2.9. Même si leur résolution reste modérée, les démonstrateurs ont permis, par exemple, la mesure de spectres émis par des téléphones portables ou la détection de la raie d'émission de l'eau dans l'atmosphère. Les limitations portent sur l'irrégularité de prélèvement des détecteurs.

2.2.4 ... qui reste à démontrer dans le millimétrique

Le développement du SWIFTS pour le millimétrique est l'objet des travaux de cette thèse. Dans le paragraphe suivant, nous dressons le contexte expérimental dans lequel s'inscrivent ces travaux. Nous précisons les principaux choix de conception du spectromètre qui impactent grandement la nature des recherches à mener, et les moyens mis à disposition. Ceci nous permet de préciser la problématique de recherche.

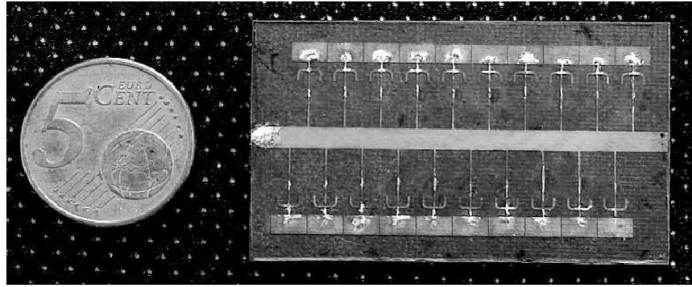


FIGURE 2.9 – Démonstrateur du SWIFTS RF à 20 détecteurs. Ce dispositif couvre une bande spectrale de 19 GHz à 25 GHz. Photographie issue de [31].

Premiers éléments de conception

- Configuration SWIFTS

Une des premières décisions dans la conception du SWIFTS millimétrique consiste à choisir entre la configuration Lippmann et la configuration Gabor, voir figure 2.6. Ce choix se fait sur des critères technologiques ; dans ce domaine de longueur d'onde il est plus simple de fabriquer un miroir (il s'agit en réalité d'un simple court-circuit) qu'un diviseur de puissance qui est susceptible de présenter des pertes et un comportement chromatique. Le choix se porte donc sur la configuration Lippmann, elle concerne l'intégralité des travaux de cette thèse.

- Choix du détecteur

Le SWIFTS millimétrique étant principalement destiné à l'observation de sources millimétriques de faible énergie (sources astronomiques, sources millimétriques et submillimétriques en laboratoire), il emploie des détecteurs ultrasensibles. Les détecteurs traditionnellement utilisés en instrumentation astronomique sont les bolomètres. Utilisés depuis plusieurs décennies pour mesurer les sources millimétriques, ils équipent la majorité des expériences dans ce domaine, un bref descriptif de leur principe de fonctionnement est donné en 1.2.2. Cependant notre choix se porte sur un nouveau type de détecteur en plein essor depuis quelques années : les détecteurs à inductance cinétique (KID pour **K**inetic **I**nductance **D**etector). Il s'agit de résonateurs micro-ondes constitués d'un matériau supraconducteur dont les propriétés varient lors de l'interaction avec un rayonnement incident. En mesurant électriquement la variation d'impédance du matériau, on peut déduire l'énergie absorbée. Les KID sont l'objet du chapitre 3 dans lequel il sont amplement détaillés, l'intérêt est ici de mettre en évidence les spécificités qui justifient le choix du détecteur. En l'occurrence, il est primordial de souligner que les KID sont facilement multiplexables

à grande échelle ; une seule ligne de transmission suffit à exciter et à lire plusieurs centaines de ces détecteurs. Pour les applications envisagées dans le domaine millimétrique présentées en 1.3.2, les spectromètres SWIFTS doivent présenter des pouvoirs de résolution de quelques centaines à mille et donc un nombre de détecteurs du même ordre. Il est donc naturel d'opter pour les KID et leur facilité de multiplexage. De plus, comparée à celle des bolomètres, la fabrication des KID est relativement simple puisqu'elle ne consiste qu'en une seule étape de gravure dans le cas le plus simple. Choisir les KID nous apporte donc une certaine flexibilité dans le développement du SWIFTS. En particulier, dans des conditions optimales, quelques semaines seulement sont nécessaires pour concevoir un nouveau spectromètre, le fabriquer et le tester expérimentalement. Enfin, d'une manière générale, ce travail de thèse s'inscrit dans un contexte de fort développement des KID pour la fabrication de grandes matrices de détecteurs. Il bénéficie donc de l'expertise locale dans le développement des KID et il peut s'appuyer sur des moyens importants pour la mise en œuvre de tests : électronique de lecture, moyens cryogéniques, outils de simulations etc.

- Injection du signal

Contrairement aux applications évoquées précédemment pour le domaine visible et les RF, l'injection du signal dans nos démonstrateurs de SWIFTS millimétrique se fait en espace libre. Une injection directe du signal serait envisageable en employant une source millimétrique de type diode Gunn et en installant un guide d'onde dans le cryostat. Une stratégie en espace libre en revanche implique le développement d'une antenne millimétrique capable de coupler la puissance millimétrique dans le guide d'onde. A priori plus difficile, elle est cependant nécessaire pour les applications envisagées et permet donc potentiellement des résultats plus importants. Ce choix de conception nous permet de décomposer le spectromètre en trois parties distinctes auxquelles nous feront souvent référence dans la suite de ce document : l'antenne, le guide d'onde et les KID comme représenté sur la figure 2.10.

Moyens employés

D'une manière générale, les moyens employés dans le cadre du développement du SWIFTS millimétrique découlent directement de l'usage des détecteurs à inductance cinétique : tout d'abord, le spectromètre est entièrement fabriqué à partir de films minces métalliques déposés sur substrat de silicium. Les techniques de fabrication conventionnelles des semiconducteurs (lithographie optique, dépôt de couches minces...) sont employées à cette fin. Ensuite, l'ensemble du dispositif est refroidi à très basse température (100 mK) pour permettre un fonctionnement optimal des KID. Les mesures nécessitent donc des moyens cryogéniques, notamment un cryostat à dilution. Enfin, le recours à des logiciels de simulation électromagnétique est indispensable au dimensionnement des différentes parties du spectromètre.

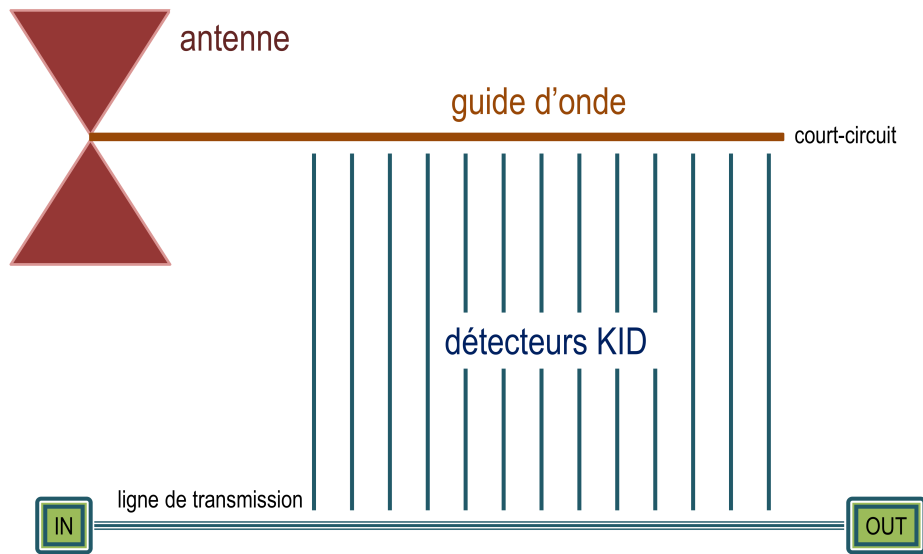


FIGURE 2.10 – Schéma d'ensemble du SWIFTS millimétrique; les éléments principaux sont : l'antenne, le guide d'onde et les KID

Problématique

Nous avons dressé dans cette section les grandes lignes de la conception du spectromètre millimétrique et du contexte expérimental, il devient possible de préciser la problématique pour ce projet de recherche. Ce dernier met en œuvre un ensemble de dispositifs dont on connaît la faisabilité individuelle : antenne millimétrique, guide d'onde et KID. L'enjeu repose en réalité sur la faisabilité du dispositif dans son ensemble.

Le couplage de la puissance circulant dans le guide d'onde vers les KID est un point clef pour la réussite de ce projet. Il doit permettre un prélèvement local et modéré de la puissance le long du guide sur toute la gamme de fréquences à analyser, il ne doit pas introduire de réflexion ou de pertes. De plus, la performance des KID étant fortement liée à leur facteur de qualité, ce dernier ne doit pas être affecté par le couplage. En d'autres termes, la difficulté consiste à assurer un couplage dans les longueurs d'ondes millimétriques (100 GHz - 300 GHz) et l'absence totale de couplage à la fréquence de résonance du KID (quelques GHz). Le facteur de qualité atteignant facilement 10^5 , cette condition est très stricte.

Ce travail de recherche doit donc permettre de déterminer, par la simulation et l'expérience, si un couplage satisfaisant l'ensemble de ces conditions est possible. Si tel est le cas, il sera important de préciser si ce couplage est adapté à l'application envisagée : est-il reproductible sur un grand nombre de détecteurs ? Sur quelle gamme le dimensionnement permet-il d'ajuster sa valeur ?

Chapitre 3

Les détecteurs à inductance cinétique

Sommaire

3.1	Eléments de supraconductivité, origine de l'inductance cinétique	34
3.1.1	Modèle de London	34
3.1.2	Le modèle à deux fluides	35
3.1.3	Expression de l'inductance cinétique	37
3.1.4	Théories microscopiques : concepts et conséquences	38
3.2	Résonateurs classiques	39
3.2.1	Résonateurs RLC discrets	40
3.2.2	Résonateurs micro-ondes	43
3.3	Résonateurs supraconducteurs et détection de photons	46
3.3.1	Réponse	47
3.3.2	Le temps de vie des quasi-particules	48
3.3.3	Le bruit de génération-recombinaison	49
3.3.4	Le bruit fondamental de la source : le bruit de photon	49

Les détecteurs à inductance cinétique (**KID** pour **K**inetic **I**nductance **D**etector) interviennent dans un contexte où les technologies traditionnelles ne répondent plus aux besoins des astronomes. Pendant plusieurs années, les détecteurs bolométriques ont équipé les instruments d'observation pour le domaine millimétrique, leur sensibilité s'est sans cesse accrue jusqu'à atteindre un niveau comparable au bruit de photon (détaillé en fin de chapitre). Cette limite étant atteinte, l'augmentation de la sensibilité et de la vitesse de l'instrument passe nécessairement par l'utilisation de plans focaux équipés d'un grand nombre de pixels. Le développement de ces *matrices* de pixels caractérise nettement la tendance de la recherche en instrumentation astrophysique depuis les années 2000 (dans le domaine millimétrique). Cependant, les pixels bolométriques se prêtent mal à une intégration sous forme de grandes matrices même si celle-ci est possible [34]. Une matrice de bolomètres nécessite en effet la présence de nombreux fils dans les étages froids du cryostat (on dit qu'ils sont difficilement *multiplexables*) et l'apport de chaleur qui en résulte est souvent incompatible avec les puissances frigorifiques de la plupart des machines cryogéniques. Les

KID en revanche sont intrinsèquement multiplexables en fréquence. Ces détecteurs sont constitués d'un micro-résonateur présentant un facteur de qualité très élevé ($> 10^5$), ils occupent donc une bande de fréquence très étroite (relativement à la fréquence de résonance). Puisque la fréquence de résonance de ces résonateurs est facilement contrôlable à l'étape de fabrication, un grand nombre de KID, potentiellement plusieurs centaines, peut être lu à l'aide d'une seule ligne de transmission. En plus de cet avantage décisif, leurs performances sont tout à fait comparables à celle des bolomètres ; des sensibilités limitées par le bruit de photon sont rapportées dans la littérature [35]. La fabrication de ces composants est en outre relativement aisée, elle permet d'assurer à moindre coût des rendements compatibles avec des grandes matrices de pixels. Proposés en 2002 [36][37], ces détecteurs ont connu un essor considérable et se sont imposés dans de multiples projets d'instrumentation pour le (sub-)millimétrique : MUSIC [38], la caméra A-MKID, et NIKA [1][2]. Enfin, les KID sont de plus en plus envisagés pour d'autres types d'applications : détection de photons de haute-énergie [39], imagerie THz, caractérisation de matériau [40] ou instruments intégrés dont le SWIFTS fait partie. Ce chapitre commence par aborder les notions de supraconductivité nécessaires à la compréhension des détecteurs. La physique des résonateurs sera ensuite présentée ainsi que le principe de fonctionnement des KID et leurs performances intrinsèques.

3.1 Eléments de supraconductivité, origine de l'inductance cinétique

La supraconductivité est caractérisée par deux propriétés fondamentales que présentent certains matériaux pour des températures inférieures à une température caractéristique appelée température critique T_c : l'absence totale de résistance électrique à des courants continus et le diamagnétisme complet, c'est à dire l'expulsion de tout champ magnétique de l'intérieur du matériau supraconducteur, phénomène connu sous le nom d'effet Meissner. Un siècle de recherche sur la supraconductivité (ces travaux de thèse ont vu le centenaire de la découverte de 1911) a été extrêmement fécond en applications à travers notamment les bobines supraconductrices, les jonctions Josephson et les thermomètres à transition de phase. Aujourd'hui les KID sont une nouvelle application utilisant les propriétés des matériaux supraconducteurs. Nous présenterons dans cette section les modèles phénoménologiques permettant de décrire qualitativement le régime supraconducteur. Nous aborderons ensuite les bases des théories microscopiques expliquant l'origine du phénomène et qui sont celles utilisées aujourd'hui pour prédire les performances des KID. En fonction de leurs propriétés physiques, les supraconducteurs sont catégorisés en différents types. Nous nous bornerons ici à l'étude des supraconducteurs dits de *type I*, dont l'aluminium fait partie, car le plus souvent les KID sont faits de ce matériau.

3.1.1 Modèle de London

Proposé en 1935, le modèle des frères London est le premier à décrire le phénomène de résistance nulle en courants continus et le diamagnétisme complet. Il fait l'hypothèse de l'existence, dans les matériaux supraconducteurs, d'un gaz d'électrons se déplaçant sans pertes dans le réseau

cristallin. La densité de ces électrons supraconducteurs est notée n_s . L'équation du mouvement appliquée à n_s et associée à la densité de courant aboutit à la première équation de London :

$$\left\{ \begin{array}{l} m_e d\vec{v}/dt = e\vec{E} \\ \vec{J} = n_s e \vec{v} \end{array} \right. \Rightarrow \frac{d\vec{J}}{dt} = \frac{n_s e^2}{m_e} \vec{E} \quad (3.1)$$

avec m_e la masse effective et e la charge de l'électron, \vec{J} la densité de courant, \vec{v} la vitesse des électrons et \vec{E} un champ oscillant de pulsation ω : $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(j\omega t)$. Il est possible de déduire de l'équation 3.1 une expression de la conductivité pour les supraconducteurs :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \Rightarrow \sigma = -j \frac{n_s e^2}{\omega m_e} \quad (3.2)$$

σ est donc une réactance pure, et de plus lorsque $\omega \rightarrow 0$, $\sigma \rightarrow \infty$: on retrouve là la résistance nulle qu'exhibent les supraconducteurs pour des courants continus.

En appliquant l'équation de Maxwell, $\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$, à la première équation de London, on montre que :

$$\nabla \times \vec{J} = -\frac{\mu_0 n_s e^2}{m_e} \vec{H} \quad (3.3)$$

L'équation 3.3 est la deuxième équation de London, elle permet, avec quelques développements supplémentaires [41], d'exprimer \vec{H} le champ magnétique parallèle à la surface en fonction de x , la distance à la surface :

$$\vec{H}(x) = \vec{H}(0) \exp\left(-x \sqrt{\frac{\mu_0 n_s e^2}{m_e}}\right) = \vec{H}(0) \exp\left(-\frac{x}{\lambda_L}\right) \quad (3.4)$$

La valeur du champ $H(x)$ décroît donc de façon exponentielle. On définit la longueur λ_L comme la distance à la surface à laquelle la valeur du champ magnétique est réduite d'un facteur e , c'est la longueur de pénétration de London :

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (3.5)$$

La deuxième équation de London explique donc l'effet Meissner ; le champ magnétique ne pénètre dans le matériau supraconducteur que sur une distance de l'ordre de λ_L . Il est important de noter que l'intégralité du champ magnétique est expulsée et pas seulement sa partie variable comme dans le cas de conducteurs parfaits ; l'effet Meissner est en ce sens une propriété unique des supraconducteurs.

3.1.2 Le modèle à deux fluides

Selon le modèle à deux fluides, le régime supraconducteur est caractérisé par l'existence simultanée de deux types de charges : des électrons supraconducteurs se déplaçant sans perte et de

densité n_s et des électrons normaux de densité n_n . Les proportions relatives de ces deux populations sont gouvernées par la loi phénoménologique suivante :

$$\frac{n_s}{n} = 1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^4 \text{ avec : } n = n_s + n_n \quad (3.6)$$

L'intérêt du modèle à deux fluides est de prédire l'évolution des propriétés électriques d'un matériau en fonction des densités n_s et n_n et donc en fonction de la température. En particulier, nous allons dériver l'expression de la conductivité σ , et par déduction de l'impédance de surface Z_s . Tout d'abord, du point de vue électromagnétique, on définit l'impédance comme le rapport des modules du champ électrique $\vec{E}_{||}$ et du champ magnétique $\vec{H}_{||}$ tangents à la surface métallique :

$$Z_s = \frac{|\vec{E}_{||}|}{|\vec{H}_{||}|} \quad (3.7)$$

L'application des lois de Maxwell dans le cas d'une onde plane donne [42] :

$$Z_s = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma}} \quad (3.8)$$

Par la suite nous verrons qu'un apport d'énergie sous forme de photons est aussi susceptible de faire varier ces valeurs, ce qui sera pour nous d'un intérêt primordial.

La conductivité électrique d'un matériau peut être calculée à l'aide du modèle de Drude [43] : dans le cas d'un métal normal, les collisions entre les électrons et les ions du réseau entraînent une force de frottement $-m_e\vec{v}/\tau$ avec \vec{v} la vitesse moyenne des électrons et τ le temps moyen entre deux collisions aussi appelé temps de relaxation. Dans ces conditions, l'équation du mouvement d'un électron s'écrit :

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} - m_e \frac{\vec{v}}{\tau} \quad (3.9)$$

Il est alors possible de déduire une expression de la conductivité σ_n pour les métaux normaux (n est la densité d'électrons) :

$$\sigma_n = \frac{ne^2\tau}{m_e(1 + \omega^2\tau^2)} - j \frac{ne^2\omega\tau^2}{m_e(1 + \omega^2\tau^2)} \quad (3.10)$$

où le terme réactif est en général négligé car même aux fréquences micro-ondes (qui concernent les travaux de cette thèse), $\omega\tau \ll 1$.

Dans le cadre du modèle à deux fluides, nous devons tenir compte des contributions respectives de n_s et n_n . En associant à n_s un temps de relaxation infini, l'expression de la conductivité d'un matériau supraconducteur σ_s devient :

$$\begin{aligned} \sigma_s &= \frac{n_n e^2 \tau}{m_e (1 + \omega^2 \tau^2)} - j \left(\frac{n_n e^2 \omega \tau^2}{m_e (1 + \omega^2 \tau^2)} + \frac{n_s e^2}{m_e \omega} \right) \cong \frac{n_n e^2 \tau}{m_e (1 + \omega^2 \tau^2)} - j \left(\frac{n_s e^2}{m_e \omega} \right) \\ &= \sigma_1 - j\sigma_2 = \frac{n_n}{n} \sigma_n - j \frac{1}{\omega \mu_0 \lambda_L^2(T)} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Ainsi, le comportement d'un supraconducteur en fonction de T est décrit par deux conductivités différentes : à $T = 0K$, l'ensemble des porteurs sont supraconducteurs, la conductivité est donc parfaitement réactive et nous sommes dans le cas présenté avec l'équation 3.2. Pour des températures $T \geq T_c$, tous les porteurs sont des électrons normaux et la conductivité est celle d'un métal normal (3.10). Dans les cas intermédiaires où $0K \leq T \leq T_c$, la conductivité est alors la somme de la contribution résistive des électrons normaux n_n et de celle réactive des électrons supraconducteurs n_s , avec $n = n_s + n_n$. Enfin, en introduisant 3.11 dans 3.8, nous pouvons dériver l'impédance de surface d'un supraconducteur (selon le modèle à deux fluides) :

$$Z_s = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\frac{n_s}{n}\sigma_n - j\frac{1}{\omega\mu_0\lambda_L^2(T)}}} \quad (3.12)$$

que nous pouvons approximer par :

$$Z_s = \frac{1}{2}\omega^2\mu_0\lambda_L^3(T)\sigma_1 + j\omega\mu_0\lambda_L(T) \quad (3.13)$$

La partie imaginaire de cette impédance dépend directement de la densité de paires de Cooper au travers de la longueur de pénétration $\lambda_L(T)$.

3.1.3 Expression de l'inductance cinétique

Un supraconducteur peut stocker de l'énergie sous les formes magnétique et cinétique. L'énergie magnétique E_m s'exprime de la façon suivante :

$$E_m = \int_V \frac{\mu_0 \vec{H}^2}{2} dV = \frac{1}{2} L_m I^2 \quad (3.14)$$

avec L_m l'inductance magnétique. Elle présente deux composantes associées aux champs interne et externe au matériau : $L_m = L_{m(int)} + L_{m(ext)}$.

De plus, les électrons supraconducteurs se déplaçant sans perte, ils sont accélérés par un champ électrique et peuvent donc stocker de l'énergie sous forme cinétique. Dans le cas d'un champ alternatif, le travail nécessaire pour extraire cette énergie lors de la réversion du champ entraîne un déphasage de $\pi/2$ entre le mouvement des électrons (et donc le courant) et le champ électrique ce qui est en tout point similaire à un effet purement inductif. On assimile donc à l'énergie cinétique E_k des électrons une inductance L_k telle que :

$$E_k = \int_V \frac{1}{2} m_e n_s v^2 dV = \frac{m_e}{2n_s e^2} \int_V J_s^2 dV = \frac{1}{2} L_k I^2 \quad (3.15)$$

On voit donc que contrairement à L_m , L_k ne dépend pas seulement de facteurs géométriques mais aussi de la densité de porteurs n_s , elle-même liée à la température et à la nature du matériau. Le fait que E_k varie de façon linéaire avec n_s et quadratique avec v (équation 3.15) implique qu'à courant constant ($J_s = n_s e v$), une diminution de n_s entraîne une augmentation de E_k et L_k . Il est alors possible de dériver l'inductance d'un matériau en fonction de sa géométrie : pour un

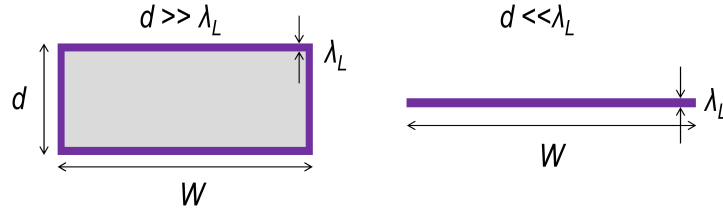


FIGURE 3.1 – Approximations pour le calcul de la densité de courant dans les films minces. (a) : lorsque $d \gg \lambda_L$ et (b) : lorsque $d \ll \lambda_L$

conducteur de longueur l , de largeur W et d'épaisseur $d \ll \lambda_L$, on peut considérer une densité de courant constante $J_S = I/(Wd)$ et l'équation 3.15 se réduit à :

$$E_k = \frac{1}{2} m_e n_s v^2 W d l = \frac{1}{2} L_k J_S^2 W^2 d^2 l \Rightarrow L_k = \frac{m_e}{e^2 n_s W d} l = \frac{\mu_0 \lambda_L^2}{W d} l \quad (3.16)$$

De même lorsque $W \gg d \gg \lambda_L$, on considère une densité de courant constante sur la profondeur λ_L : $J_S = I/(2W\lambda_L)$ et :

$$L_k = \frac{\mu_0 \lambda_L}{2W} l \quad (3.17)$$

Le cas général est celui qui nous intéresse ; en effet, nous avons utilisé dans le cadre de cette thèse des couches de quelques dizaines de nanomètres d'aluminium dont la profondeur de pénétration est voisine de 50 nm. Des développements plus longs [41] aboutissent aux expressions :

$$\begin{cases} L_k &= \frac{\mu_0 \lambda_L}{4W} \left[\coth\left(\frac{d}{2\lambda_L}\right) + \left(\frac{d}{2\lambda_L}\right) \operatorname{cosec}^2\left(\frac{d}{2\lambda_L}\right) \right] l \\ L_{m(int)} &= \frac{\mu_0 \lambda_L}{4W} \left[\coth\left(\frac{d}{2\lambda_L}\right) - \left(\frac{d}{2\lambda_L}\right) \operatorname{cosec}^2\left(\frac{d}{2\lambda_L}\right) \right] l \end{cases} \quad (3.18)$$

3.1.4 Théories microscopiques : concepts et conséquences

Les modèles phénoménologiques présentés précédemment donnent une vision qualitative du régime supraconducteur mais n'en expliquent pas l'origine. Il s'agit en réalité d'une description classique d'un phénomène quantique. Leurs prédictions sont fausses pour des températures très inférieures à T_c et ils ne prennent pas en compte l'effet du rayonnement. Nous abordons ici brièvement les concepts employés par les théories microscopiques utiles à la compréhension des KID.

La théorie **BCS** (présentée par **Bardeen, Cooper et Schrieffer** en 1957) est la première à expliquer l'origine microscopique de la supraconductivité : à basse température les interactions entre les électrons et les ions du réseau (le couplage électron-phonon) peut provoquer une polarisation locale du réseau. Cette polarisation est susceptible d'entraîner, sur une certaine distance, une attraction effective entre les électrons eux-mêmes. On peut alors montrer que pour deux électrons de moments et spins opposés un appariement est possible ; les électrons se lient sous forme de paires appelées paires de Cooper, on appelle alors quasi-particules les électrons restés libres. La distance sur laquelle cet appariement est possible est appelé longueur de cohérence ξ_0 . Les paires de Cooper présentant un spin entier sont des bosons, elles peuvent donc se condenser dans un état ordonné et se déplacer sans dissipation dans le réseau cristallin. L'énergie de liaison des paires de Cooper dépend du matériau et de la température. Près de $0K$, sa valeur est donnée par la théorie BCS :

$$2\Delta_{T=0K} = 2\Delta_0 \approx 3,5k_B T_c \quad (3.19)$$

Δ_T est le gap supraconducteur dont la valeur s'annule à $T = T_c$. En conséquence, un apport d'énergie suffisant, en particulier un photon d'énergie $E = h\nu \geq 2\Delta$, est capable de briser une paire de Cooper. Ainsi, la densité de paires de Cooper n_{cp} et de quasi-particules n_{qp} ne dépend pas seulement de la température mais aussi du rayonnement interagissant avec le matériau.

Pour certains matériaux, comme l'aluminium, la longueur de cohérence est très supérieure à la longueur de pénétration ($\xi_0 \approx 1.7\mu m$ et $\lambda_L \approx 20nm$), et le champ électromagnétique ne peut plus être considéré constant sur une distance ξ_0 . Une approche rigoureuse implique donc un traitement non-local des supraconducteurs. La théorie non locale proposée par Pippard aboutit à la définition d'une longueur de pénétration effective λ_{Leff} plus grande que la longueur de pénétration de London. L'inductance cinétique s'en trouve elle aussi augmentée du fait de sa dépendance avec λ_L , voir (3.18). Mattis et Bardeen appliquèrent la théorie non locale de Pippard et l'existence d'un gap supraconducteur à l'impédance de surface pour aboutir à l'expression généralisée de la partie réelle et complexe de la conductivité d'un supraconducteur σ_1 et σ_2 . Nous donnons leur expression dans la limite $k_B T \ll \Delta_0$ et $\hbar\omega \ll \Delta_0$:

$$\begin{cases} \frac{\sigma_1}{\sigma_n} = \frac{2\Delta_T}{\hbar\omega} \exp\left(\frac{-\Delta_0}{k_B T}\right) K_0\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) 2\sinh\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \\ \frac{\sigma_2}{\sigma_n} = \left[1 - 2\exp\left(\frac{-\Delta_0}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{-\hbar\omega}{2k_B T}\right) I_0\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right)\right] \frac{\pi\Delta_T}{\hbar\omega} \end{cases} \quad (3.20)$$

avec σ_n la conductivité électrique normale à proximité de T_c , K_0 et I_0 les fonctions de Bessel modifiées de la première et deuxième espèce. Pour plus de détails sur les théories de la supraconductivité le lecteur consultera un ouvrage de référence [44].

3.2 Résonateurs classiques

Dans cette section nous commençons par présenter les circuits électriques de types RLC discrets. Ceci permet d'introduire de façon simplifiée des grandeurs caractéristiques des résonateurs.

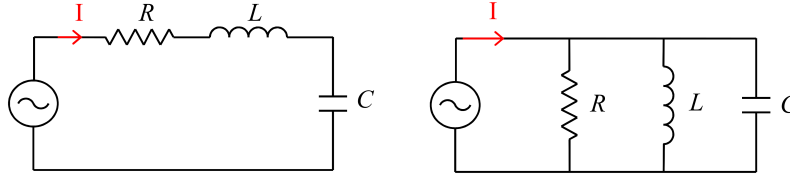


FIGURE 3.2 – Circuit RLC série (a) et parallèle (b).

Nous abordons ensuite les résonateurs micro-onde et montrons que près de la résonance, leur comportement est assimilable à celui d'un résonateur discret.

3.2.1 Résonateurs RLC discrets

Nous définissons ici trois grandeurs caractéristiques des résonateurs en s'appuyant sur l'exemple des circuits RLC série et parallèle : la fréquence de résonance, le facteur de qualité et le couplage externe.

Fréquence de résonance

- Résonateur RLC série

L'impédance équivalente d'un circuit RLC série (figure 3.2(a)) est la somme des impédances des éléments R, L et C :

$$Z_{eqS}(\omega) = R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C} = R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) \quad (3.21)$$

Lorsqu'il y a résonance, l'effet des parties réactives est parfaitement contrebalancé, l'impédance équivalente du circuit est alors totalement réelle ce qui nous permet de définir la fréquence de résonance f_0 :

$$\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C} \Rightarrow \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \Leftrightarrow f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (3.22)$$

Ainsi, la position de la fréquence de résonance ne dépend pas de la valeur de la résistance mais des seules parties réactives L et C.

- Résonateur RLC parallèle

Dans le cas du circuit RLC parallèle (figure 3.2(b)), l'impédance équivalente s'écrit :

$$\begin{aligned}\frac{1}{Z_{eqP}(\omega)} &= \frac{1}{R} + \frac{1}{\omega L} + j\omega C \\ &= \frac{1}{R} + j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)\end{aligned}\quad (3.23)$$

et la fréquence de résonance est identique à celle donnée en (3.22).

Facteur de qualité

Le facteur de qualité, noté Q , est une grandeur caractéristique très utilisée dans le cas des résonateurs. Il renseigne sur la capacité du résonateur à conserver l'énergie qu'il a stockée, on le définit comme :

$$\begin{aligned}Q &= \omega_0 \frac{\text{énergie moyenne stockée}}{\text{énergie perdue par seconde}} \\ &= \omega_0 \frac{W_m + W_e}{P_p}\end{aligned}\quad (3.24)$$

W_m et W_e sont les énergies moyennes stockées respectivement dans l'inductance et dans la capacité et P_p est la puissance perdue dans le résonateur. Nous pouvons écrire :

$$W_m = \frac{1}{4}|I_I|^2 L \quad W_e = \frac{1}{4}|V_C|^2 C$$

$|I_I|$ et $|V_C|$ sont les valeurs efficaces du courant traversant l'inductance et de la tension aux bornes du condensateur respectivement.

- Résonateur RLC série

Dans le cas du circuit série, le même courant I parcourt tous les éléments, nous pouvons donc écrire l'impédance effective Z_{eff} du condensateur :

$$Z_{eff} = \frac{|V_C|}{|I|} = \frac{1}{\omega C}$$

Ainsi, nous avons :

$$W_e = \frac{1}{4}|I|^2 \frac{1}{\omega^2 C} = \frac{1}{4}|I|^2 L \quad \text{pour } \omega = \omega_0$$

Nous voyons ici qu'à la résonance, l'énergie électrique stockée dans la capacité est égale à celle stockée dans l'inductance.

Nous écrivons P_p comme la puissance dissipée par la résistance du résonateur :

$$P_p = \frac{1}{2}R|I|^2$$

L'équation (3.24) appliquée au cas du circuit série s'écrit donc :

$$Q_s = \omega_0 \frac{\frac{1}{2}|I|^2 L}{\frac{1}{2}|I|^2 R} = \omega_0 \frac{L}{R} = \frac{1}{\omega_0 RC} \quad (3.25)$$

Ainsi, Q_s tend vers l'infini lorsque R tend vers 0. Concrètement donc, Q est une mesure des pertes résiduelles dans les résonateurs ; des facteurs de qualité élevés indiquent de faibles pertes. Nous verrons que dans le cas des KID, Q est un indice de performance fondamental car il impacte directement la sensibilité du détecteur.

Il est utile d'exprimer l'impédance équivalente du circuit en fonction du facteur de qualité. Pour cela nous introduisons ω_0 dans l'équation (3.21) :

$$Z_{eqS}(\omega) = R + j \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) = R + j\omega L \left(1 - \frac{1}{\omega^2 LC} \right) = R + j\omega L \left(\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2} \right) \quad (3.26)$$

Effectuons ensuite un changement de variable de façon à ne considérer que les fréquences proches de la fréquence de résonance :

$$\delta\omega = \omega - \omega_0 \quad \text{avec} \quad \frac{\delta\omega}{\omega_0} \ll 1$$

Nous pouvons alors effectuer l'approximation suivante :

$$\omega^2 - \omega_0^2 = (\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0) = \delta\omega(2\omega - \delta\omega) \simeq 2\omega\delta\omega$$

ce qui donne :

$$Z_{eqS}(\omega) \simeq R + j\omega L \frac{2\omega\delta\omega}{\omega^2} = R + j2L\delta\omega$$

soit, en introduisant l'expression du facteur de qualité (3.25) :

$$Z_{eqS}(\omega) \simeq R + j \frac{2RQ_s\delta\omega}{\omega_0} = R \left(1 + j2Q_s \frac{\delta\omega}{\omega_0} \right) \quad (3.27)$$

Cette expression est utile car, comme nous le verrons dans la section 3.2.2, elle constitue près de la résonance un modèle correct de résonateur hyperfréquence de type quart-d'onde.

- Résonateur RLC parallèle

Dans le cas du circuit RLC parallèle, une démarche identique donne l'expression du facteur de qualité Q_p :

$$Q_p = \omega_0 \frac{\frac{1}{2}|V_C|^2 CR}{\frac{1}{2}|V_C|^2} = \omega_0 RC \quad (3.28)$$

et $Z_{eqP}(\omega)$ s'écrit :

$$Z_{eqP}(\omega) \simeq \frac{R}{1 + 2jQ_p\delta\omega/\omega_0} \quad (3.29)$$

Couplage externe

En pratique, il est toujours possible pour un résonateur d'échanger de l'énergie avec une source extérieure. Cependant, ce couplage constitue un mécanisme de pertes supplémentaire qui doit toujours être pris en compte lors des mesures expérimentales. On associe donc à ce couplage un facteur de qualité noté Q_c , le facteur de qualité lié aux pertes intrinsèques du résonateur est alors noté Q_i . Dans un circuit, les différents mécanismes de pertes s'ajoutent en parallèle, le facteur de qualité prenant en compte le total de ces pertes, Q_T s'exprime donc :

$$\frac{1}{Q_T} = \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_c} \quad (3.30)$$

On note g le coefficient de couplage :

$$g = \frac{Q_i}{Q_c}$$

On définit, en fonction de la valeur de g , des conditions de couplage différentes : lorsque $g < 1$, le dispositif est dit sous-couplé, les pertes internes dominent les pertes externes et conditionnent le comportement du résonateur. Lorsque $g > 1$, le dispositif est surcouplé, les pertes externes sont les plus importantes, elles gouvernent le comportement du résonateur. Enfin, lorsque g est proche de 1, le dispositif est couplé de façon critique, aucun des mécanismes de pertes ne prédomine.

3.2.2 Résonateurs micro-ondes

Contrairement aux circuits à éléments discrets, les circuits micro-ondes (ou hyperfréquences) ont des dimensions comparables à la longueur d'onde du signal. En conséquence, la valeur de la tension et du courant varient au sein de ces circuits. Dans le cas des conducteurs ordinaires, ceci entraîne des pertes radiatives importantes et donc l'impossibilité pour le signal de se propager. Ainsi, la transmission de puissance en hyperfréquence nécessite l'emploi de lignes de transmission capables de guider le champ électromagnétique à l'intérieur d'un diélectrique situé entre deux (ou plus) conducteurs. Dans cette section, nous donnons l'impédance d'un résonateur quart-d'onde c'est à dire d'une portion de ligne de transmission court-circuitée à l'une de ses extrémités. Nous traitons ensuite le cas d'un résonateur quart-d'onde couplé à une ligne de lecture et dériverons en particulier l'expression de la transmission aux bornes de cette ligne. Ceci nous permettra de prédire les résultats expérimentaux, car c'est cette grandeur, qui le plus souvent, est mesurée en laboratoire.

Nous définissons l'impédance caractéristique d'une ligne Z_0 comme l'impédance de cette ligne lorsque sa longueur est infinie. L'équation de l'impédance d'entrée d'une ligne de transmission de longueur l , d'impédance caractéristique Z_0 et chargée avec une impédance Z_L s'écrit [45] :

$$Z_0^l = Z_0 \frac{Z_L + Z_0 \tanh(\gamma l)}{Z_0 + Z_L \tanh(\gamma l)} \quad (3.31)$$

γ est la constante de propagation de la ligne définie comme :

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (3.32)$$

avec α le coefficient d'atténuation et β la constante de phase.

Dans le cas d'un résonateur quart-d'onde la ligne est court-circuitée et $Z_L = 0$:

$$Z_{\lambda/4} = Z_0 \tanh(\gamma l) = Z_0 \tanh[(\alpha + j\beta)l] \quad (3.33)$$

En utilisant les identités :

$$\tanh(x+y) = \frac{\tanh(x) + \tanh(y)}{1 + \tanh(x)\tanh(y)} \quad \text{et} \quad \tanh(jx) = j \tan(x) \quad (3.34)$$

nous écrivons :

$$\begin{aligned} Z_{\lambda/4} &= Z_0 \tanh[(\alpha + j\beta)l] = Z_0 \frac{\tanh(\alpha l) + \tanh(j\beta l)}{1 + \tanh(\alpha l)\tanh(j\beta l)} \\ &= Z_0 \frac{\tanh(\alpha l) + j \tan(\beta l)}{1 + j \tanh(\alpha l)\tan(\beta l)} = Z_0 \frac{1 - j \cot(\beta l)\tanh(\alpha l)}{\tanh(\alpha l) - j \cot(\beta l)} \end{aligned} \quad (3.35)$$

Près de la fréquence de résonance $\omega_{\lambda/4}$, nous pouvons écrire : $\omega = \omega_{\lambda/4} + \delta\omega$ avec $\delta\omega/\omega_{\lambda/4} \ll 1$.

Dans ce cas :

$$\beta l = \frac{\omega l}{v_{ph}} = \frac{\omega_{\lambda/4} l}{v_{ph}} + \frac{\delta\omega l}{v_{ph}} = \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \frac{\delta\omega}{\omega_{\lambda/4}} \quad (3.36)$$

et dans ce cas :

$$\cot(\beta l) = \cot\left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \frac{\delta\omega}{\omega_{\lambda/4}}\right) = -\tan\left(\frac{\pi}{2} \frac{\delta\omega}{\omega_{\lambda/4}}\right) \cong -\frac{\pi}{2} \frac{\delta\omega}{\omega_{\lambda/4}} \quad (3.37)$$

et :

$$\tan(\alpha l) \cong \alpha l \quad (3.38)$$

d'où :

$$Z_{\lambda/4} \cong Z_0 \frac{1 + j \frac{\pi}{2} \frac{\delta\omega}{\omega_{\lambda/4}} \alpha l}{\alpha l + j \frac{\pi}{2} \frac{\delta\omega}{\omega_{\lambda/4}}} \cong \frac{Z_0}{\alpha l} \frac{1}{1 + j \frac{\pi}{2} (\alpha l)^{-1} \frac{\delta\omega}{\omega_{\lambda/4}}} \quad (3.39)$$

Ce qui nous permet d'identifier $Z_{\lambda/4}$ à l'expression (3.29) : près de la résonance, une ligne quart d'onde se comporte en tout point comme un circuit RLC parallèle et nous pouvons écrire :

$$R = \frac{Z_0}{\alpha l} \quad ; \quad C = \frac{\pi}{4\omega_{\lambda/4} Z_0} \quad ; \quad L = \frac{4Z_0}{\omega_{\lambda/4} \pi} \quad ; \quad \omega_{\lambda/4} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad ; \quad Q_i = \frac{\pi}{4\alpha\omega} \quad (3.40)$$

L'expression de $Z_{\lambda/4}$ devient :

$$Z_{\lambda/4} = \frac{4Z_0 Q_i / \pi}{1 + 2j Q_i \delta\omega / \omega_{\lambda/4}} \quad (3.41)$$

Comme dans le cas des résonateurs à éléments discrets, il faut considérer un couplage externe pour prévoir le comportement du résonateur lors de mesures. Le moyen le plus direct de coupler une ligne quart-d'onde à une excitation électromagnétique est de disposer une partie du résonateur à proximité d'une autre ligne de transmission parcourue par un signal RF. Il en résulte une capacité, appelée capacité de couplage et notée C_c par laquelle un transfert d'énergie est possible. En général, les résonateurs sont couplés au niveau de leur extrémité ouverte pour favoriser le couplage capacitif. La figure 3.3, présente un résonateur quart-d'onde couplé à une ligne de

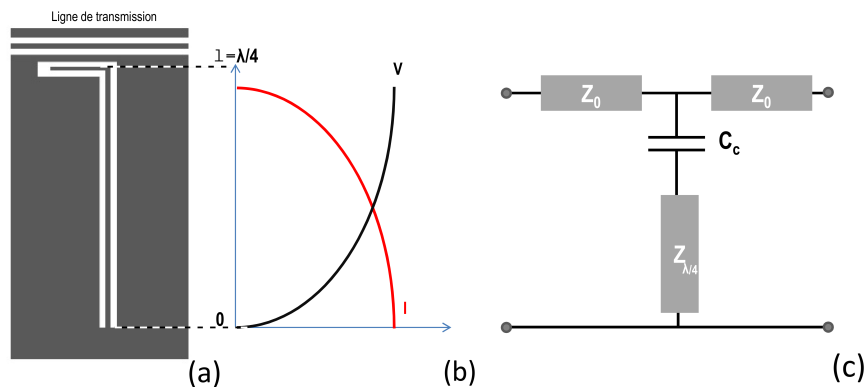


FIGURE 3.3 – (a) : Schéma d'un résonateur quart-d'onde capacitivement couplé à une ligne de transmission au niveau de son extrémité ouverte. (b) : Représentation du courant et de la tension le long de la ligne ; le point de courant maximum et de tension nulle est le court-circuit. (c) : Schéma électrique équivalent.

transmission. Le résonateur et la ligne sont tous deux des guides d'onde coplanaires (CPW pour CoPlanar Waveguide). Dans la suite de ce document la ligne de transmission fera référence à la ligne utilisée pour exciter et lire la réponse des résonateurs. L'impédance d'un résonateur couplé vu par la ligne de transmission est noté Z_{in} , elle s'écrit :

$$Z_{in} = \frac{1}{j\omega C_c} + \frac{4Z_0 Q_i / \pi}{1 + 2jQ_i \delta\omega / \omega_{\lambda/4}} \quad (3.42)$$

La fréquence de résonance mesurée sera donc différente de celle du résonateur seul. Le calcul de la fréquence de résonance du résonateur couplé passe par la condition :

$$\text{Im} \left(\frac{1}{j\omega_0 C_c} \right) = -\text{Im} \left(\frac{4Z_0 Q_i / \pi}{1 + 2jQ_i \delta\omega / \omega_{\lambda/4}} \right) \quad (3.43)$$

dont la seule solution physique est [46] :

$$\frac{\delta\omega}{\omega_{\lambda/4}} = -\frac{2Z_0 \omega_0 C_c}{\pi} \quad (3.44)$$

Cette démonstration nécessite que $\pi/2\omega_0 C_c Q_i Z_0 \ll 1$ ce qui est le cas dans nos conditions expérimentales : $Q_i \propto 10^5$, $\omega_0 \propto 10^9 \text{ rad}\cdot\text{sec}^{-1}$, $C_c \propto 10^{-10} \text{ F}$ et $Z_0 \propto 10 \text{ ohm}$. Il est alors pratique d'exprimer Z_{in} autour de la fréquence de résonance ω_0 en effectuant un changement de variable suivant : $\delta\omega' = \omega - \omega_0 \ll \omega_0$

$$\frac{\delta\omega}{\omega_{\lambda/4}} = \frac{\omega - \omega_{\lambda/4}}{\omega_{\lambda/4}} = \frac{\delta\omega' + \omega_0 - \omega_{\lambda/4}}{\omega_{\lambda/4}} = \frac{\omega_0 - \omega_{\lambda/4}}{\omega_{\lambda/4}} + \frac{\delta\omega'}{\omega_{\lambda/4}} = \frac{\delta\omega'}{\omega_0 \left(1 - \frac{\omega_0 - \omega_{\lambda/4}}{\omega_0}\right)} - \frac{2Z_0 \omega_0 C_c}{\pi} \cong \frac{\delta\omega'}{\omega_0} - \frac{2Z_0 \omega_0 C_c}{\pi} \quad (3.45)$$

l'impédance Z_{in} devient :

$$Z_{in} = \frac{1 + 2jQ_i \delta\omega' / \omega_0}{j\omega C - 2Qi\omega C(\delta\omega' / \omega_0) + 4Q_i\omega^2 C^2 Z_0 / \pi} \quad (3.46)$$

On peut montrer que , dans nos conditions expérimentales, le dernier terme du dénominateur est largement supérieur aux deux autres que l'on peut donc négliger. Et en utilisant l'expression du facteur de qualité de couplage Q_c fonction de la capacité C_c donnée par [46] :

$$Q_c = \frac{\pi}{2Z_0^2(\omega_0 C_c)^2} \quad (3.47)$$

l'expression de Z_{in} devient :

$$Z_{in} = \frac{1}{2} \frac{Q_c}{Q_i} \left(1 + 2jQ_i \frac{\delta\omega'}{\omega_0} \right) Z_0 \quad (3.48)$$

Nous pouvons alors écrire la réflexion aux bornes de cette ligne lorsqu'elle est adaptée en sortie :

$$S_{11} = -\frac{Z_0}{2Z_{in} + Z_0} \quad (3.49)$$

La transmission S_{21} s'écrit donc :

$$\begin{aligned} S_{21} &= 1 + S_{11} \Rightarrow S_{21} = 1 - \frac{Z_0}{2Z_{in} + Z_0} \\ S_{21} &= \frac{\frac{Q_c}{Q_i} \left(1 + 2jQ_i \frac{\delta\omega'}{\omega_0} \right)}{1 + \frac{Q_c}{Q_i} \left(1 + 2jQ_i \frac{\delta\omega'}{\omega_0} \right)} = \frac{Q_T / Q_i + 2jQ_T \frac{\delta\omega'}{\omega_0}}{1 + 2jQ_T \frac{\delta\omega'}{\omega_0}} \end{aligned} \quad (3.50)$$

Q_T est le facteur de qualité total défini en 3.30. Cette expression est très importante car elle est utilisée pour ajuster les courbes de transmission expérimentales et donc pour la détermination des facteurs de qualité Q_i et Q_c .

3.3 Résonateurs supraconducteurs et détection de photons

Nous avons développé dans ce chapitre l'ensemble des éléments nécessaires permettant d'exposer le principe de fonctionnement des KID :

- un KID est d'abord un **matériau supraconducteur**. Lorsqu'un flux de photons d'énergie $E = h\nu \geq 2\Delta$ interagit avec ce matériau, il modifie les densités de paires de Cooper et de quasi-particules n_{cp} et n_{qp} et donc l'impédance de surface Z_s , voir section 3.1
- un KID est aussi un **microrésonateur** fabriqué à partir de ce supraconducteur. En mesurant la position et la forme de la résonance il est possible de déduire les variations de Z_s : une augmentation de la partie résistive de Z_s entraîne un élargissement de la résonance tandis qu'une augmentation de la partie réactive entraîne un décalage de la résonance vers les basses fréquences. Le facteur de qualité des résonateurs supraconducteurs étant très élevé,

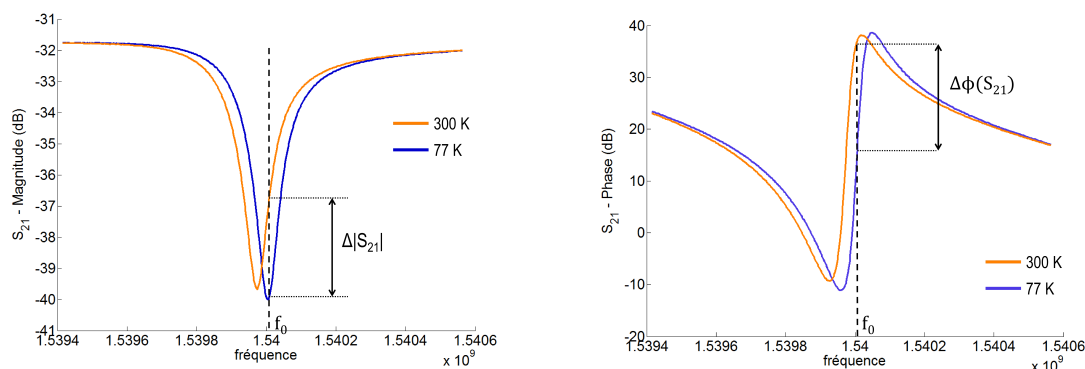


FIGURE 3.4 – Amplitude et phase de S_{21} pour deux températures de la source différentes. Près de la résonance, de faibles décalages (relatifs) de la fréquence de résonance se traduisent par une forte variation de l'amplitude et de la phase du signal.

la largeur de leur résonance est très faible, en d'autres termes, un décalage relatif, même faible de la fréquence de résonance entraîne une variation significative de l'amplitude et de la phase du signal, ceci est représenté sur la figure 3.4.

Le facteur de qualité interne Q_i des résonateurs supraconducteurs est relié à la densité de quasi-particules n_{qp} du matériau car ce sont elles qui génèrent les pertes (on néglige ici les pertes liées au substrat). On peut définir la température optimale de fonctionnement des KID comme celle où Q_i est limité par les quasi-particules générées par la charge optique, car dans ce cas, travailler à plus basse température ne permet pas d'augmenter Q_i . La référence généralement adoptée pour l'aluminium est $T_c/10 \sim 100$ mK.

Les KID étant des dispositifs hyperfréquences, ils sont traversés par une densité de courant dont l'amplitude varie spatialement. Il est important de remarquer que le principe de détection en œuvre dans les KID implique justement des charges en mouvement : l'augmentation de l'inductance cinétique sera plus importante dans les régions de forte densité de courant. Dans le cas des résonateurs quart-d'onde qui est celui qui nous intéresse, la partie proche du court-circuit est la partie la plus sensible ; c'est celle qui est couplée au rayonnement millimétrique. Nous abordons dans cette section deux grandeurs caractéristiques des KID : la réponse et la sensibilité.

3.3.1 Réponse

On exprime en général la réponse d'un KID comme la variation de phase du signal transmis par quasi-particule créée. $d\Phi/dN_{qp}$ peut être décomposé de la manière suivante :

$$\frac{d\Phi}{dN_{qp}} = \frac{d\Phi}{d\omega_0} \frac{d\omega_0}{dL_{int}} \frac{dL_{int}}{dN_{qp}} \quad (3.51)$$

- Le premier terme se rapporte à la forme de la résonance ; plus la résonance est fine, plus la variation de phase mesurée est importante. En développant $\Phi = \arctan(\text{Im}(S_{21})/\text{Re}(S_{21}))$ à l'aide de l'expression de S_{21} (3.50), nous pouvons dériver [46] :

$$\frac{d\Phi}{d\omega_0} = -\frac{4Q_T}{\omega_0} \quad (3.52)$$

- Le deuxième terme se développe simplement en utilisant la définition de la fréquence de résonance et en décomposant l'inductance : $L = L_{int} + L_{ext}$:

$$\frac{d\omega_0}{dL_{int}} = -\frac{\alpha\omega_0}{2L_{int}} \quad (3.53)$$

$\alpha_L = L_{int}/L$ est la fraction cinétique du matériau.

- Le développement du troisième terme utilise la théorie de Mattis Bardeen, il est complexe et nous ne le dériverons pas ici. Nous mentionnons simplement qu'il varie de façon inversement proportionnelle au volume V du matériau. Des développements supplémentaires permettent de montrer qu'au premier ordre, le décalage de la fréquence de résonance est proportionnel à la quantité de quasi-particules créées : $\delta f_0/f_0 \propto \delta n_{cp}/n_s$ [37] ce qui fait des KID des détecteurs adaptés à des mesures photométriques.

Pour résumer, optimiser la réponse du détecteur passe nécessairement par la réduction de son volume V , l'augmentation du facteur de qualité Q_T et de la fraction cinétique α_L .

Aujourd'hui, l'aluminium est le matériau privilégié pour la fabrication des KID. Sa fraction cinétique ($\alpha_L = 0.2$) et son temps de vie des quasiparticules ($\tau_{qp} \simeq 50 \mu s$, voir section 3.3.2) associé à une relative facilité de fabrication représente aujourd'hui le meilleur compromis. Dans le cadre du projet NIKA, des KID ont été fabriqués sur des couches d'aluminium de plus en plus minces, allant jusqu'à 10 nm. Il n'est pas certain à ce jour que des couches d'aluminium d'épaisseur inférieure à 15 nm soient avantageuses. Le comportement supraconducteur des couches très minces est en effet mal compris et semble sortir du cadre du modèle présenté. Les détecteurs fabriqués à partir de matériaux à haute fraction cinétique sont aussi un sujet actif de recherche. En particulier, les couches de nitrure de titane TiN [47] et de niobium silicium NbSi [48] sont aujourd'hui à l'étude. Cependant, l'optimisation d'un paramètre par rapport à la sensibilité est susceptible de dégrader d'autres critères de performance. Un exemple parlant est Q_T ; augmenter Q_T permet d'améliorer la sensibilité mais limite du même coup la dynamique du détecteur car celui-ci 'sortira' de sa résonance plus rapidement. D'une manière générale, choisir Q_c du même ordre de grandeur que Q_i représente un bon compromis entre sensibilité et dynamique. De même, le dépôt de couches de plus en plus minces réduit l'homogénéité de l'épaisseur sur la surface du wafer et donc de celle des performances des détecteurs lorsqu'ils sont utilisés sous forme de grandes matrices. C'est donc l'application envisagée qui impose les valeurs optimales des paramètres de conception.

3.3.2 Le temps de vie des quasi-particules

Le temps de vie d'une quasi-particule représente, à l'équilibre thermique, le temps moyen écoulé entre la création d'une quasi-particule et sa recombinaison en paire de Cooper. Sa valeur

est donnée par [49] :

$$\tau_{qp} = \frac{\tau_0}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{k_B T_C}{2\Delta} \right)^{5/2} \left(\frac{T_C}{T} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{\Delta}{k_B T} \right) \quad (3.54)$$

τ_0 est une constante caractéristique du matériau. τ_{qp} augmente donc exponentiellement avec la température ce qui s'explique intuitivement par le fait que moins il y a de quasi-particules, plus les possibilités d'interaction entre deux quasi-particules sont rares. Néanmoins, les mesures expérimentales montrent que τ_{qp} sature pour $T/T_C \simeq 0.1$. Le mécanisme de relaxation prédominant à ces températures n'est pas encore identifié.

Le temps de vie τ_{qp} est une grandeur très importante pour la sensibilité des KID car dans le cas d'un flux continu de photons d'énergie $h\nu > 2\Delta$, le nombre de quasi-particules en excès par rapport à l'équilibre thermique n_{ph} , et donc la sensibilité du détecteur, est proportionnel à τ_{qp} :

$$n_{ph} = \frac{\eta P_{ph} \tau_{qp}}{\Delta} \quad (3.55)$$

P_{ph} est la puissance du flux de photon incident et η est l'efficacité optique du matériau ($\simeq 0,57$ dans le cas de l'aluminium).

3.3.3 Le bruit de génération-recombinaison

Le bruit est le plus souvent exprimé en **NEP** (Noise Equivalent Power). Le NEP se définit comme la puissance qui doit arriver sur le détecteur pour élever la réponse du détecteur à un niveau égal au bruit mesuré à la fréquence f et sur une bande de fréquence Δf . Il s'exprime en W/\sqrt{Hz} .

Le bruit de génération recombinaison des quasi-particules est le bruit intrinsèque de tout détecteur KID. La valeur moyenne du nombre de quasi-particules N_{qp} et de paires de Cooper N_{cp} est le résultat d'un équilibre entre les mécanismes de génération et de recombinaison qui présentent tous deux un spectre de bruit blanc. Les fluctuations de N_{qp} à température non nulle ont le même effet qu'un rayonnement incident puisqu'elles affectent l'inductance cinétique du matériau. L'expression de NEP_{gr} est [50] :

$$NEP_{gr} = 2\Delta \sqrt{N_{qp} / \tau_{qp}} \propto e^{-\Delta_{T=0K} / k_B T} \quad (3.56)$$

Avec Δ le gap supraconducteur et τ_{qp} le temps de vie des quasi-particules. La valeur de NEP_{gr} peut être limitée en abaissant le volume du matériau supraconducteur et la température de fonctionnement car ces deux actions permettent de réduire N_{qp} . Pour les KID, les valeurs de NEP_{gr} sont généralement de l'ordre de $\simeq 10^{-19} W/\sqrt{Hz}$. En conditions d'observation astronomique, la population de quasi-particules non thermiques (générées par la puissance optique incidente) apporte une contribution supplémentaire à NEP_{gr} , celle-ci est d'ailleurs prépondérante pour les observations au sol.

3.3.4 Le bruit fondamental de la source : le bruit de photon

Le bruit de génération-recombinaison est à mettre en rapport avec le bruit de photon : quelle que soit la source, l'arrivée des photons sur la surface d'un détecteur (et leur détection) ne se fait

pas de façon régulière dans le temps mais connaît des fluctuations. On associe à ces dernières un bruit appelé bruit de photon NEP_{photon} , dont l'expression est fonction de la puissance incidente sur le pixel P_{pixel} [51] :

$$NEP_{ph} = \sqrt{2h\nu P_{pixel} + 2kT_{eq}P_{pixel}} \quad (3.57)$$

Le premier terme, le bruit de grenaille, correspond aux fluctuations statistiques intrinsèques au rayonnement mesuré dont la distribution suit une loi de Poisson. Le deuxième terme est le bruit de Bose, il est lié au fait que les photons, qui sont des bosons, arrivent par groupes sur les détecteurs. T_{eq} est la température équivalente perçue par les détecteurs, elle dépend de l'environnement expérimental, notamment pour les observations terrestres. Sa valeur pour les observations au télescope de 30 mètres de l'IRAM est estimée à 16,5K. Dans ces conditions et pour des valeurs de P_{pixel} typiques voisines de 10 pW à 150 GHz, le bruit de photon à cette fréquence est de l'ordre de $10^{-17} W/\sqrt{Hz}$. D'une manière générale, on estime que pour les observations (sub)millimétriques au sol, les contributions des deux termes de bruits sont du même ordre.

Ce bruit étant indépendant du détecteur, il représente un seuil de sensibilité ultime. Les détecteurs dont la sensibilité est limitée par le bruit de photon sont dit '**BLIP**' (pour Background Limited Infrared Photodetection).

Chapitre 4

Simulations électromagnétiques

Sommaire

4.1 Antenne et guide d'onde	52
4.1.1 Antenne positive	54
4.1.2 Antenne négative	56
4.2 Couplage millimétrique	56
4.2.1 Couplage millimétrique à un guide CPS	58
4.2.2 Couplage millimétrique à un guide CPW	62
4.2.3 Discussion	63
4.3 Résonateurs quart-d'onde	65

Savoir prédire les champs électromagnétiques et les courants dans une structure donnée est indispensable à la conception des dispositifs haute fréquence. Mais la résolution des équations de Maxwell pour des géométries complexes n'est pas faisable analytiquement et nécessite très souvent l'utilisation d'outils de simulations numériques. Précisons d'abord que simuler le dispositif SWIFTS dans son ensemble n'est pas envisageable ; la puissance de calcul nécessaire à une telle tâche dépasse largement les possibilités de nos calculateurs. Au contraire, nous procédons par étape ; les travaux de simulation présentés dans ce chapitre correspondent aux éléments-clés du SWIFTS : premièrement l'antenne et le guide d'onde qui doivent garantir l'absorption de l'onde millimétrique et la formation de la figure d'interférence. Ensuite, le couplage entre les KID et le guide d'onde produit par la génération de quasi-particules dans l'extrémité du résonateur par les ondes millimétriques. Le couplage doit être adapté à l'application SWIFTS (les critères seront rappelés dans ce chapitre). Enfin, la mesure n'est possible que si la conception des KID garantit leur sensibilité et des fréquences de résonance adaptées à l'électronique de lecture. Il est important de distinguer clairement deux domaines de fréquence ; la fréquence du signal à détecter (100 GHz à 300 GHz) et la fréquence d'excitation et de lecture des KID (1 GHz à 10 GHz). Pour plus de clarté, dans la suite de ce rapport, le *couplage millimétrique* fera référence au couplage entre le résonateur et le guide d'onde et le *couplage RF* fera référence au couplage entre le résonateur et la ligne

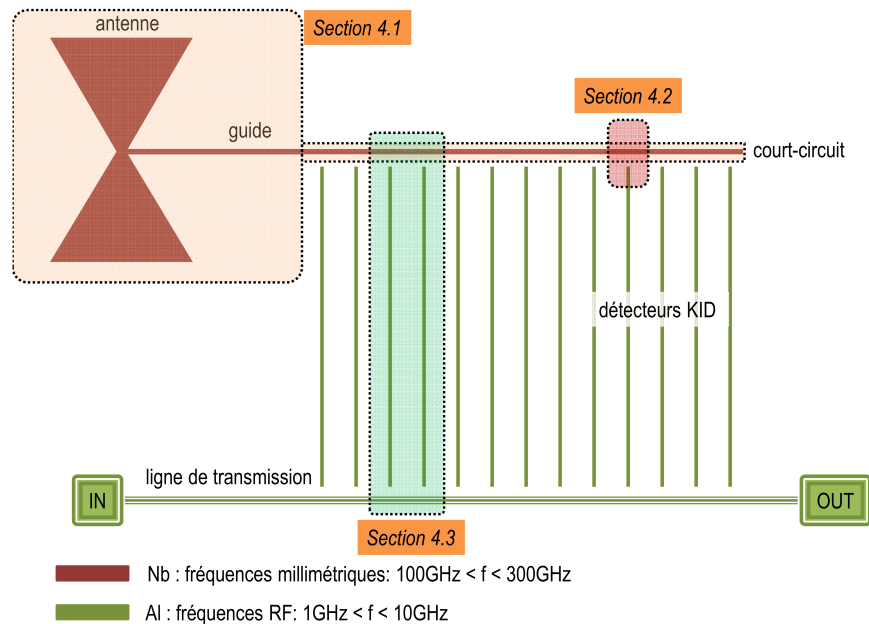


FIGURE 4.1 – Dispositif SWIFTS ; les différentes parties simulées sont mises en évidence et associées aux sections de ce chapitre

de transmission. Les différentes parties du SWIFTS étudiées dans ce chapitre sont visibles sur la figure 4.1. Même si elles sont menées indépendamment, les simulations de ces différents éléments doivent prendre en compte leur intégration dans un même dispositif. Nous verrons en particulier deux configurations de couplage millimétrique qui nécessitent chacune d'elle un guide d'onde et une antenne spécifique. Pour chaque travail de simulation, l'attention sera portée sur l'outil de simulation utilisé, la construction du modèle et la méthode employée pour l'exploitation des données.

4.1 Antenne et guide d'onde

Dans sa version la plus simple, une antenne est un dipôle électrique : la lumière est absorbée sur une bande étroite centrée sur la fréquence de résonance. Des bandes passantes plus larges sont obtenues en modifiant le schéma initial du dipôle. Les géométries utilisées aujourd'hui peuvent être très élaborées, c'est le cas des antennes fractales ou log-périodiques [52][53]. Nous utilisons une antenne de type papillon [54] qui représente un bon compromis entre largeur de bande et simplicité de conception. Ses performances sont ici évaluées en termes de bande-passante et de diagrammes de rayonnement, ou lobes d'émission/réception lorsqu'ils sont représentés en 3D. Pour démontrer la faisabilité du SWIFTS, l'antenne doit être capable d'absorber la lumière sur

plusieurs dizaines à plusieurs centaines de GHz de façon homogène. Les critères sur le lobe dépendent de l'optique de l'instrument mais imposent dans tous les cas un lobe principal intègre et étroit. Dans le cadre de cette thèse, les objectifs sur la bande passante sont un peu différents ; l'utilisation prévue de sources actives (de type diode Gunn) pour les tests en laboratoire impose avant tout une antenne optimisée pour la longueur d'onde émise, dans notre cas 150 GHz. Il sera ensuite important de considérer l'évolution de l'impédance autour de cette valeur puisqu'elle facilitera la mesure de spectres. Le dessin d'antennes millimétriques sur substrat pour l'application SWIFTS a été l'objet de deux stages de master 1^{ère} année de l'école PHELMA en 2011. Ces travaux, appuyés par des mesures à l'échelle 10 : 1 en chambre anéchoïde aboutirent à une antenne papillon [55][56] dont l'adaptation optique nécessite la présence d'une micro-lentille à l'arrière du wafer. Ceci a d'ailleurs été confirmé par des mesures préliminaires qui ont mis en évidence la présence de modes de propagation dans le substrat. Cependant, la gravure de micro-lentilles représente une difficulté technique considérable et la fabrication d'antennes sur membrane a été privilégiée. Même si une membrane limite grandement les modes parasites de substrat, elle ne permet pas en soit une adaptation optique optimale puisque la moitié du lobe d'émission reste perdu. La solution idéale consiste à l'associer à une micro-lentille. Un réflecteur quart-d'onde (*backshort*) permet aussi une adaptation optique mais pas sur une bande large.

L'étude du couplage millimétrique présentée dans la section suivante a motivé la conception de deux types d'antennes ; une antenne positive reliée à un guide CPS (**CoPlanar Stripline**), et une antenne négative reliée à un guide CPW (**CoPlanar Waveguide**), voir figure 4.2. De plus, des mesures préliminaires ayant mis en évidence des modes de propagation dans le substrat, les simulations porteront sur des antennes fabriquées sur membrane car ceci permet la réduction de ces modes parasites.

Les simulations présentées dans cette section ont été réalisées avec CST Microwave Studio. Ce logiciel résout les équations de Maxwell dans l'espace par la méthode des différences finies dans le domaine temporel, un algorithme adapté aux simulations large bande et qui permet dans notre cas un calcul précis des lobes. Les modèles de simulation ne comprennent qu'un seul accès, relié à l'antenne ou au guide d'onde. L'énergie apportée par cet accès est rayonnée par l'antenne, le théorème de réciprocité permet alors d'identifier les diagrammes de rayonnement et de réception. La structure est divisée en mailles orthogonales (représentées sur la figure 4.3) dont la taille est affinée automatiquement jusqu'à la convergence des résultats de simulation. Nous utilisons des conditions aux limites qui garantissent l'entière absorption des champs électromagnétiques aux limites de la boîte de simulation, ce qui permet de se rapprocher des conditions réelles pour le calcul des diagrammes de rayonnement. L'intérieur du porte-échantillon est en effet recouvert d'un revêtement absorbant les ondes millimétriques. L'épaisseur des couches métalliques est fixée par défaut à 100 nm, elles sont modélisées sans pertes. En pratique, elles sont faites en niobium qui est supraconducteur jusqu'à sa fréquence de coupure $f_c(Nb) = 680GHz$. Cette couche étant relativement épaisse, son inductance cinétique est négligeable, le métal est donc modélisé comme parfaitement conducteur (PEC pour **P**erfect **E**lectrical **C**onductor).

Le calcul de l'impédance Z_{ant} passe dans tous les cas par celui de la réflexion S_{11} sur l'accès d'entrée dont on connaît l'impédance Z_{in} . On déduit Z_{ant} en appliquant simplement l'expression S_{11}

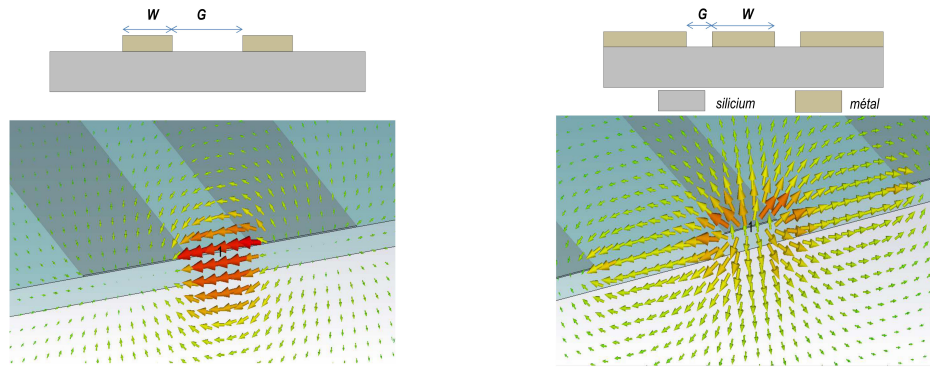


FIGURE 4.2 – En haut : vue en coupe d'une ligne CPS (à gauche) et CPW (à droite). En bas, répartition du champ électrique pour le mode de propagation principal.

pour une ligne chargée :

$$S_{11} = \frac{Z_{ant} - Z_{in}}{Z_{ant} + Z_{in}} \Leftrightarrow Z_{ant} = Z_{in} \frac{S_{11} + 1}{1 - S_{11}} \quad (4.1)$$

Lorsqu'on connaît l'impédance de l'antenne, il reste à dimensionner un guide d'onde adapté. La simulation d'une portion de ligne, voir figure 4.2, donne directement l'impédance et la répartition du champ électromagnétique pour un mode de propagation donné.

4.1.1 Antenne positive

Le modèle de l'**antenne positive** est représenté en figure 4.3. Le choix de l'angle des triangles, 90° , est basé sur des travaux antérieurs à cette thèse [57], la demi-hauteur H_{ant} est utilisée comme paramètre géométrique. L'épaisseur de la membrane est négligée dans les simulations. Le modèle utilise un accès discret relié à la base des deux triangles. L'antenne peut être adaptée sur une large bande si celle-ci est suffisamment éloignée de sa première résonance. Cette dernière, particulièrement marquée, limite trop l'adaptation d'impédance. En conséquence, pour une utilisation dans la bande 150 GHz - 250 GHz, la taille de l'antenne est choisie aux environs de 1,5 mm ($H_{ant} = 750 \mu m$), ce qui correspond à une résonance $\lambda/2$ proche de 100 GHz. Sur la figure 4.3, l'impédance $Z_{ant}(f)$ est représentée pour 5 valeurs de H_{ant} situées entre $600 \mu m$ et $800 \mu m$. On observe que sur la bande 170 GHz - 300 GHz, les courbes d'impédance sont centrées autour de 150Ω mais qu'elles varient fortement (entre 110Ω à 270Ω) autour de 150 GHz pour une hauteur d'antenne donnée. Les pertes estimées dans le cas d'un guide à 150Ω sont cependant relativement faibles (<20%), même autour de 150 GHz. Le dimensionnement de l'antenne est en réalité plus conditionné par les lobes d'émission que par l'adaptation d'impédance.

Deux limitations imposent le choix de la taille : l'élargissement du lobe à basse fréquence pour les

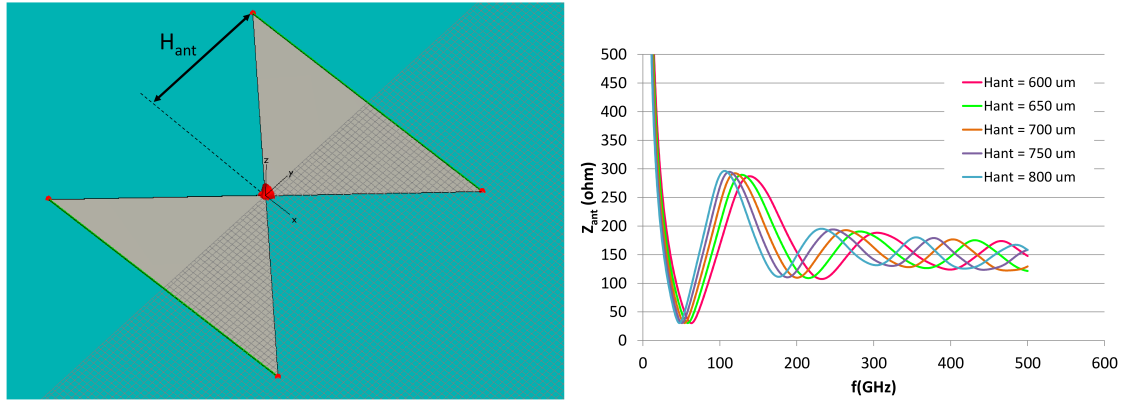


FIGURE 4.3 – A gauche : modèle de l'antenne positive. Les parties grises représentent le métal, la partie bleue est le substrat dont l'épaisseur est dans notre cas négligeable. L'élément rouge au centre de l'antenne est l'accès discret. Le modèle présentant une symétrie planaire, le maillage ne porte que sur la moitié du modèle. A droite : impédance de l'antenne Z_{ant} en fonction de la fréquence pour plusieurs demi-hauteurs H_{ant} . La première résonance se situe près de 100 GHz.

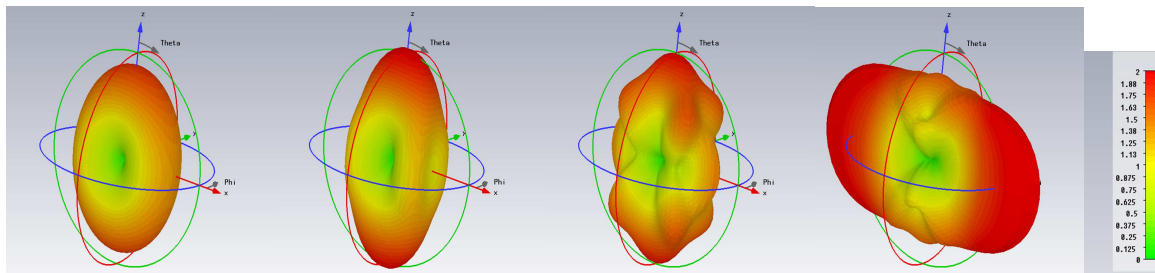


FIGURE 4.4 – Lobes d'émission de l'antenne positive pour $H_{ant} = 700 \mu m$. De gauche à droite : 100 GHz, 150 GHz, 200 GHz, 250 GHz. Plus de détails dans le texte

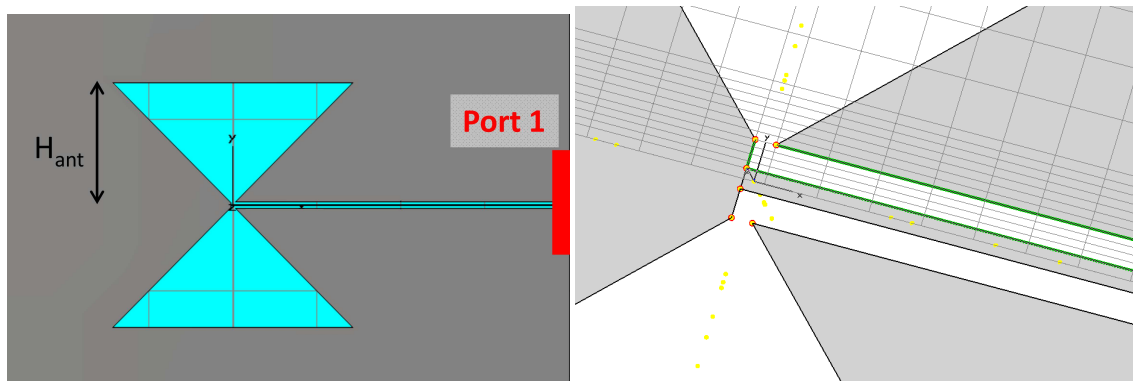


FIGURE 4.5 – Modèle de l'antenne négative. A gauche, les parties métalliques sont grises et le substrat (d'épaisseur négligeable) est bleu. Une ligne CPW relie l'antenne à l'accès du guide d'onde (en rouge). A droite, le maillage est mis en évidence au centre de l'antenne.

petites antennes et son éclatement à plus haute fréquence pour les grandes. Un compromis est trouvé pour une antenne avec $H_{ant} = 700 \mu m$. Ses lobes d'émissions sont représentés sur la figure 4.4 pour différentes fréquences. La puissance rayonnée par l'antenne est représentée en fonction de la direction et l'échelle est normalisée (en linéaire) à la puissance rayonnée par une antenne isotrope. Pour pouvoir comparer des diagrammes à différentes fréquences, il faut supposer que pour chacun d'eux, l'antenne est adaptée de façon égale (car dans ce cas, l'énergie totale rayonnée est la même).

4.1.2 Antenne négative

La géométrie de l'**antenne négative** ne permet pas l'utilisation d'un accès discret. Dans le modèle de simulation, représenté en figure 4.5, un guide d'onde CPW relie l'antenne à un *waveguide port* fixé à un côté de la boîte. Le reste de la méthode est identique à celle utilisée pour l'antenne positive et aboutit au même dimensionnement (demi-hauteur de $700 \mu m$). On souligne qu'à la différence des antennes positives, les antennes négatives sont préférentiellement sensibles aux ondes polarisées dans la direction perpendiculaire au dipole formé par les triangles. En effet, seul cette polarisation favorise le déplacement de charges autour de l'antenne.

4.2 Couplage millimétrique

Le prélèvement de la puissance est un point difficile dans la conception du SWIFTS. Il est explicité en 2.2.2 pourquoi, dans l'idéal, chaque détecteur prélève une fraction de la puissance totale $K = 1/N$ avec N le nombre de détecteurs. Ceci impose donc, en fonction du couplage souhaité, un nombre optimal de détecteurs comme présenté sur la figure 4.7. En plus de ce critère, la puis-

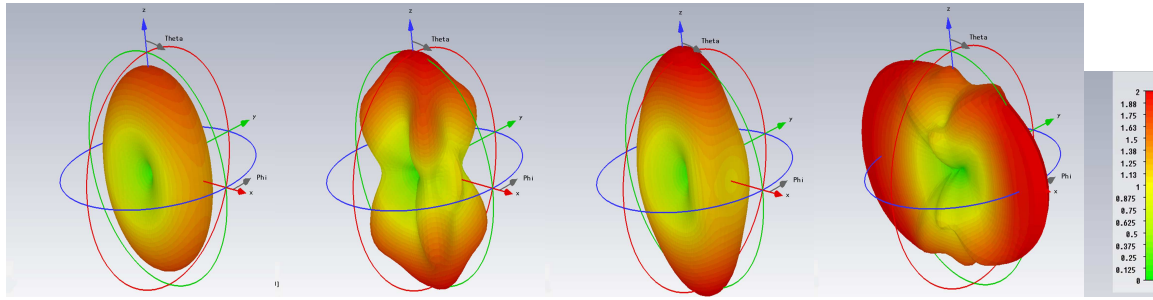


FIGURE 4.6 – Lobes d'émission de l'antenne négative pour $H_{ant} = 700 \mu m$. De gauche à droite : 100 GHz, 150 GHz, 200 GHz, 250 GHz. Plus de détails dans le texte

sance réfléchie doit être aussi petite que possible. Les réflexions réduisent en effet l'efficacité de l'instrument et sont susceptibles de modifier l'interférogramme [27]. Quantitativement, l'impact des réflexions sur les performances du SWIFTS est encore mal décrit. Cette thèse cherchant avant tout à prouver la faisabilité de la mesure SWIFTS, cette question n'a pas été étudiée. Nous retiendrons que le critère pertinent est le rapport entre la puissance prélevée et la puissance réfléchie ; moins on prélève d'énergie plus il faut réduire les réflexions pour ne pas altérer la mesure. Enfin, le prélèvement de puissance doit être constant sur une large bande de fréquence pour faciliter l'étape de calibrage. Les simulations présentées dans cette section sont réalisées à l'aide du logiciel SONNET. Les modèles de SONNET emploient un empilement de couches diélectriques et de films métalliques d'épaisseur nulle. La distribution de courant dans les parties métalliques est résolue par la méthode des moments [58] et le champ électromagnétique est déduit de proche en proche dans l'ensemble du modèle 3D, on dit que SONNET est un logiciel 2,5D. Les côtés de la boîte de simulation sont parfaitement conducteurs et imposent donc comme conditions aux limites un champ électrique tangent nul. Dans certaines conditions, ceci a pour conséquence l'apparition de résonances de boîtes compromettant l'interprétation des résultats. Afin de les éviter, la taille de la boîte est limitée à $150 \mu m \times 170 \mu m$ et le domaine fréquentiel étudié s'arrête à 250 GHz. Nous utilisons des modèles à trois accès ; les accès 1 et 2 reliés au guide de l'antenne et l'accès 3 à la ligne coplanaire dont est fait le résonateur. Dans le domaine de fréquence étudié, le guide, en niobium, est parfaitement conducteur et le résonateur est en aluminium normal ($f_c(Al) \approx 90 GHz$). Sur la base de simulations que nous ne présenterons pas ici, nous estimons que les pertes radiatives et diélectriques dans tous les modèles utilisés sont négligeables. Il est alors possible d'écrire (voir figure 4.8(a)) :

$$P_{\text{entrée}} = P_{\text{réfléchie}} + P_{\text{dissipée}} + P_{\text{prélevée}} + P_{\text{sortie}} \quad (4.2)$$

Avec $P_{\text{entrée}}$ la puissance rentrante à l'accès 1, $P_{\text{réfléchie}}$ la puissance réfléchie à l'accès 1, P_{sortie} la puissance sortante à l'accès 2, $P_{\text{prélevée}}$ la puissance transmise à l'accès 3 et $P_{\text{dissipée}}$ la puissance dissipée dans les parties résistives, en l'occurrence dans notre cas dans l'extrémité du résonateur.

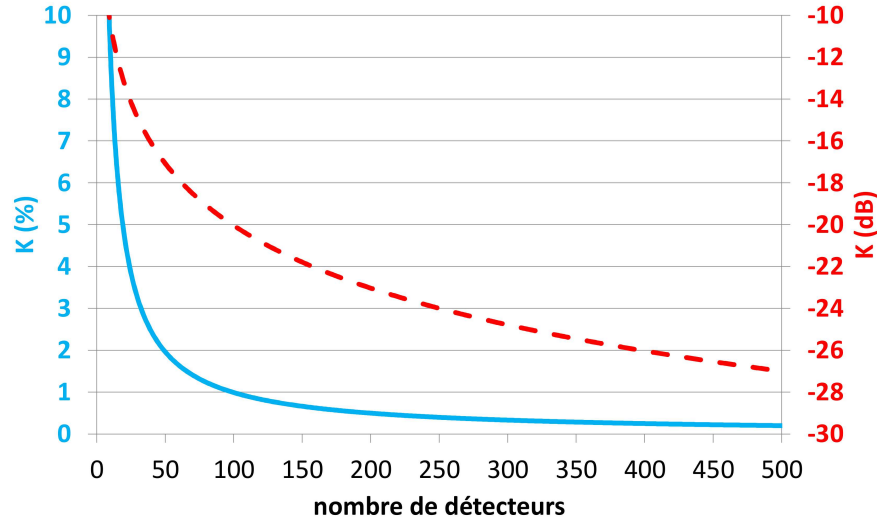


FIGURE 4.7 – Couplage millimétrique optimal en fonction du nombre de détecteurs, représenté en échelle linéaire (courbe bleue) et en décibel (courbe rouge en pointillés)

En normalisant par rapport à $P_{\text{entrée}}$, nous écrivons :

$$1 = \frac{P_{\text{réfléchiée}}}{P_{\text{entrée}}} + \frac{P_{\text{dissipée}}}{P_{\text{entrée}}} + \frac{P_{\text{prélevée}}}{P_{\text{entrée}}} + \frac{P_{\text{sortie}}}{P_{\text{entrée}}} \quad (4.3)$$

$$1 = |S_{11}|^2 + |S_{31}|^2 + |S_{21}|^2 + \frac{P_{\text{dissipée}}}{P_{\text{entrée}}}$$

Soit :

$$|S_{31}|^2 + \frac{P_{\text{dissipée}}}{P_{\text{entrée}}} = K = 1 - |S_{21}|^2 - |S_{11}|^2 \quad (4.4)$$

Deux configurations sont proposées pour réaliser le couplage millimétrique, dans l'un le guide d'onde est une CPS, dans l'autre une CPW. Pour chacun d'eux, nous détaillons le modèle de simulation et les performances envisageables, en particulier le nombre de détecteurs possible et la sensibilité aux erreurs de fabrication.

4.2.1 Couplage millimétrique à un guide CPS

Sur SONNET, une paire de lignes coplanaires CPS séparées par une distance G est réduite à une ligne seule disposée à une distance $G/2$ d'un côté de la boîte (voir figure 4.8(b)). Les conditions aux limites garantissant la symétrie du champ magnétique, le champ résultant est identique à celui produit par une paire de lignes. Ceci permet un mode CPS très propre et, dans notre cas, un gain de place important (on rappelle que la taille du modèle de simulation est limitée pour éviter les résonances de boîte). Cette symétrie est à prendre en compte sur l'ensemble du modèle,

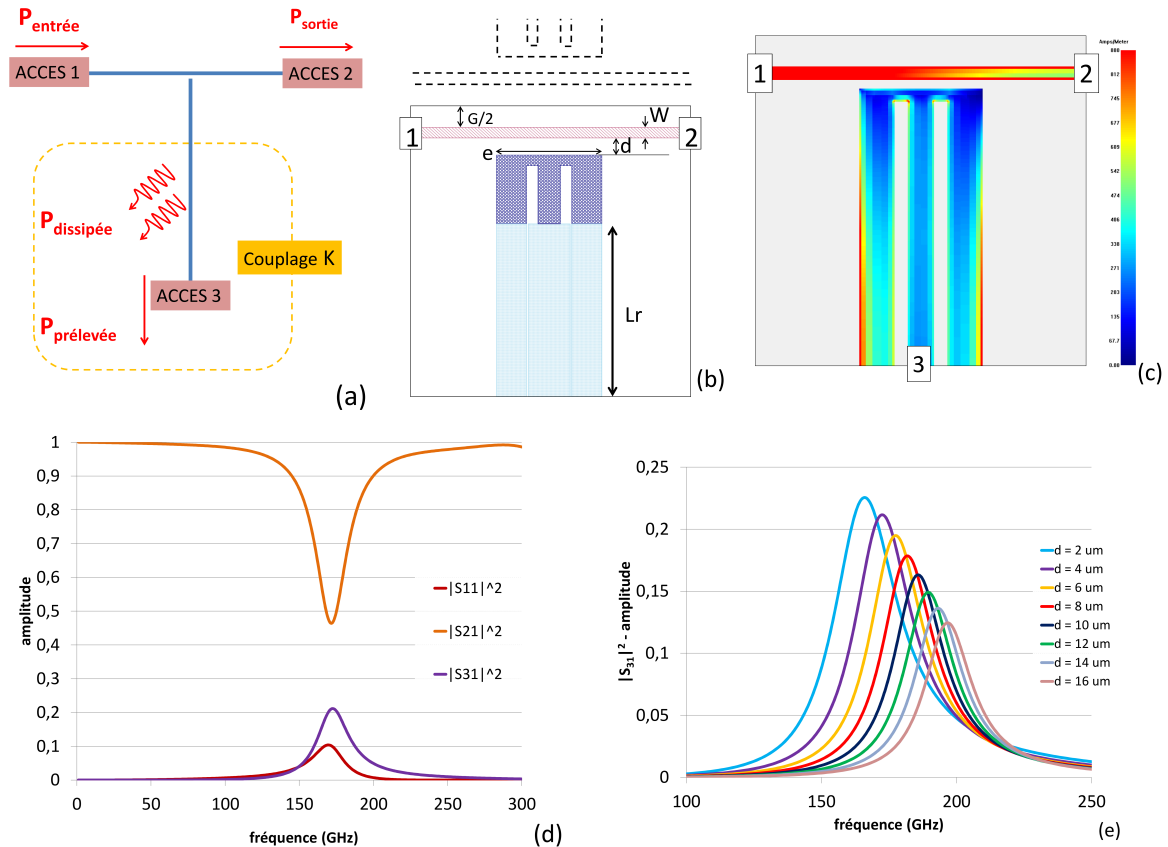


FIGURE 4.8 – Couplage millimétrique à un guide CPS. (a) : diagramme des puissances ; le couplage K correspond à la somme de l'énergie transmise à l'accès 3 et de celle dissipée dans le résonateur. (b) : modèle A. Les parties roses représentent le guide d'onde, les bleues représentent l'extrémité du résonateur. Les parties en pointillés rappellent la symétrie du modèle. (c) : distribution de courant dans la structure pour $d = 4 \mu\text{m}$ et $f = 172 \text{ GHz}$. (d) : $|S_{11}|^2$, $|S_{21}|^2$ et $|S_{31}|^2$ pour $d = 4 \mu\text{m}$. (e) : La puissance transmise $|S_{31}|^2$ est simulée pour différentes valeurs de d

en d'autres termes, nous devons considérer la présence de deux résonateurs de part et d'autre du guide lors de l'interprétation des résultats. Les valeurs de la largeur des lignes de la CPS, $W = 6 \mu m$, et de leur espacement $G = 28 \mu m$ sont issues des simulations précédentes, elles garantissent l'adaptation d'impédance avec l'antenne. Le premier modèle, nommé par la suite modèle A, utilisé pour estimer le couplage millimétrique est représenté sur la figure 4.8(b). Une portion du guide d'onde de type CPS est reliée aux accès 1 et 2 et l'extrémité du résonateur est reliée à l'accès 3. On note d la distance entre le résonateur et le guide. Pour $d = 4 \mu m$, les valeurs de $|S_{11}|^2$, $|S_{21}|^2$ et $|S_{31}|^2$ en fonction de la fréquence sont représentées sur la figure 4.8(d). D'une manière générale, ces valeurs ne satisfont pas les critères de couplage ; en particulier la réflexion est trop élevée. Cependant, l'allure de ces courbes suggère un phénomène de résonance pour des fréquences voisines de 150 GHz. En réalisant des simulations pour différentes valeurs de d , nous pouvons confirmer cette hypothèse. On observe en effet sur la figure 4.8(e), que lorsque d diminue, le maximum de $|S_{31}|^2$ est décalé vers les basses fréquences. Or la taille du modèle reste fixe, donc lorsque d diminue, la taille de l'extrémité du résonateur l augmente et ceci suggère qu'elle soit impliquée dans la résonance. La distribution de courant, pour la fréquence correspondant au maximum de $|S_{31}|^2$ ($d = 4 \mu m$), représentée en figure 4.8(c), est celle d'une résonance de type $\lambda/2$. Nous mettons donc en évidence une discontinuité au niveau de l'accès 3, ceci n'est, bien sûr, pas conforme à la réalité. Suite à ces constats un modèle différent, appelé modèle B, a été développé, il est représenté sur la figure 4.9(a). Dans ce modèle, on cherche à s'affranchir de l'accès 3 en dissipant l'intégralité de l'énergie couplée à l'extrémité du résonateur dans une section hautement résistive de longueur L_r . Cette section présente une géométrie différente de façon à ce que son impédance soit la même que celle de la ligne originale, l'objectif est de reproduire l'effet d'une longueur de résonateur beaucoup plus grande que celle présente dans le modèle A. Le couplage millimétrique K est alors égal aux seules pertes résistives. Pour confirmer que ce modèle permet de s'affranchir de l'accès 3, plusieurs simulations sont réalisées avec des tailles L_r croissantes de portions hautement résistives ; on observe sur la figure 4.9(b) que la puissance transmise à l'accès 3 $|S_{31}|^2$ converge rapidement vers 0 lorsque L_r augmente. Ceci nous permet donc de dire que l'ensemble de l'énergie couplée au résonateur est dissipée et que la présence de l'accès 3 est sans effet. Par ailleurs, des simulations parallèles permettent de calculer les réflexions à l'interface entre la portion faiblement résistive et la portion hautement résistive du résonateur ; celles-ci sont inférieures à 10 % sur l'ensemble de la bande ce qui est assez bas pour ne pas fausser de façon significative l'estimation de K .

Le couplage millimétrique est estimé à l'aide de la formule (4.4) en fonction des paramètres géométriques d et e représentant respectivement la distance séparant le résonateur du guide d'onde et la largeur de l'extrémité du résonateur, voir figure 4.9(a). Dans les simulations qui suivent, L_r est fixée à $110 \mu m$. Les résultats présentés sur la figure 4.10(a) montrent que K varie de façon inversement proportionnelle à d ; pour $2 \mu m \leq d \leq 32 \mu m$, K varie de 5,5% à 1 %. En 4.10(b), K varie de façon linéaire avec e , pour $50 \mu m \leq e \leq 80 \mu m$, de 2 % à 4 %. La réflexion $|S_{11}|^2$ est estimée à quelques fractions de pourcentage de la puissance circulant dans le guide, (figure 4.11(a)). Naturellement, $|S_{11}|^2$ augmente lorsque la distance au guide d diminue. On voit de plus en figure 4.11(b) que $|S_{11}|^2$ ne représente jamais plus de 10% de l'énergie couplée au résonateur.

En résumé, la démarche présentée dans ce paragraphe peut être décrite en trois points :

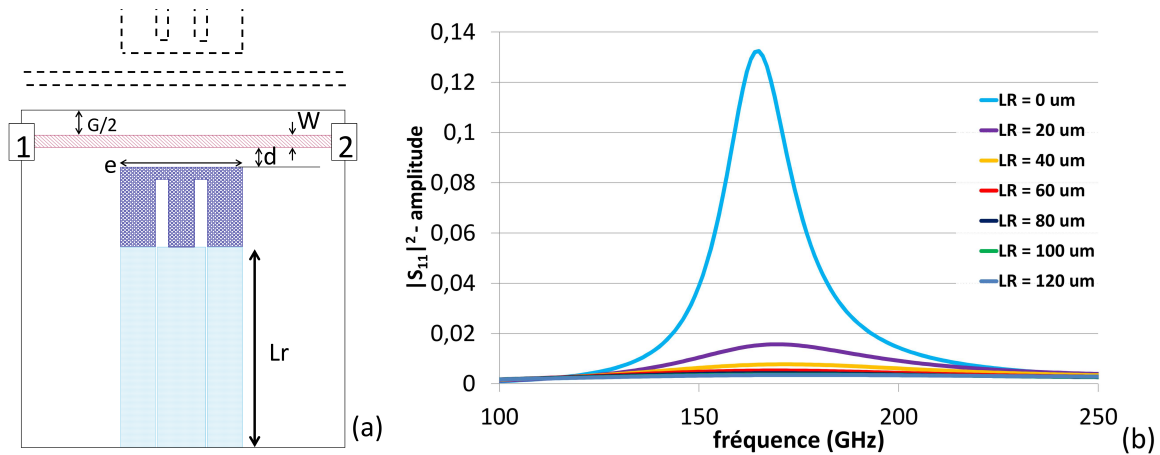


FIGURE 4.9 – Couplage millimétrique à un guide CPS. (a) Modèle B, la portion bleu clair est hautement résistive, sa géométrie modifiée de façon à ce que son impédance soit la même que celle de la ligne originale (bleu foncé) : $R_{\square} = 20\Omega/\square$. Evolution de $|S_{31}|^2$ pour différentes valeurs de L_r ; la résonance est négligeable lorsque $L_r \geq 100\mu m$.

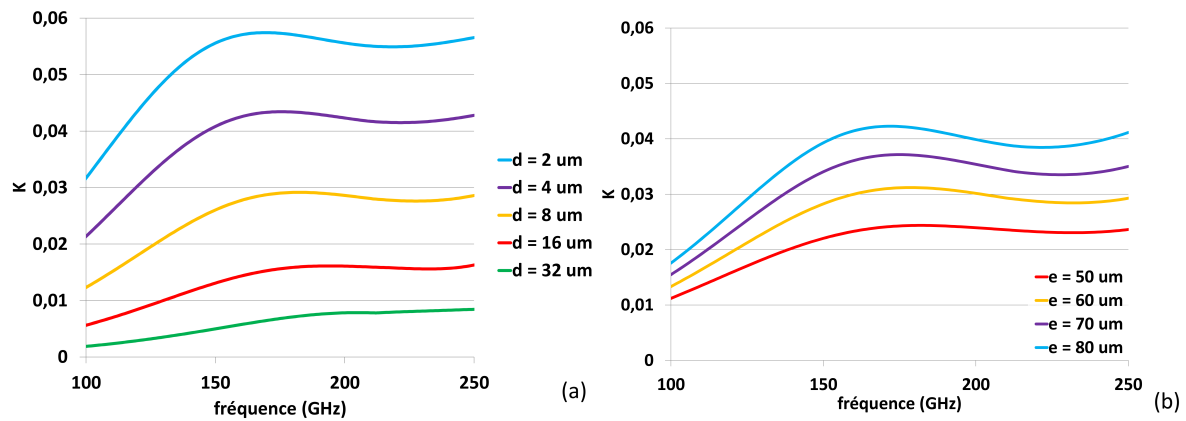


FIGURE 4.10 – Couplage millimétrique K. (a) pour différentes valeurs de la distance au guide d , avec $e = 56\mu m$. (b) pour différentes valeurs de la largeur du résonateur e avec $d = 8\mu m$.

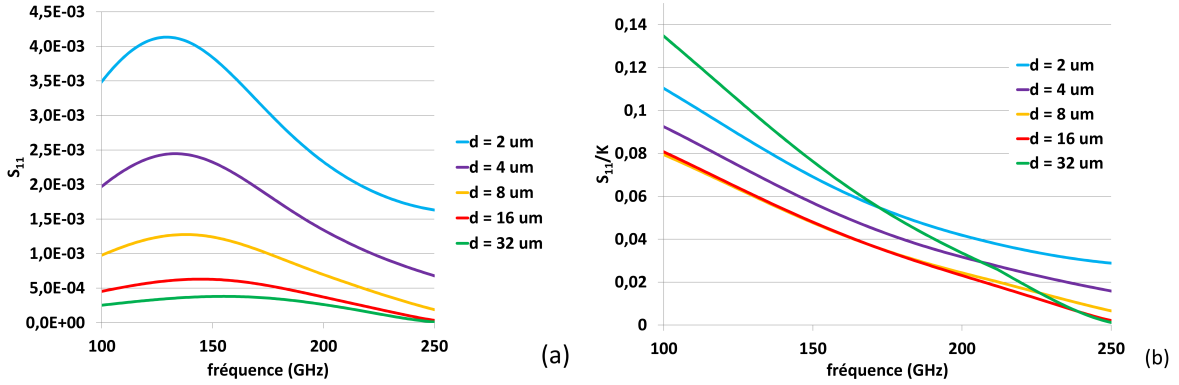


FIGURE 4.11 – (a) réflexion pour différentes valeurs de d . (b) : Rapport S_{11}/K , par exemple, à 150 GHz et pour $d = 8 \mu\text{m}$, la réflexion représente 5% de l'énergie couplée au résonateur.

- Nous avons d'abord montré que la simulation 'directe' (c'est à dire dont le modèle reproduit exactement la géométrie de couplage) n'est pas correcte à cause de réflexions sur un des accès.
- Nous avons ensuite décrit un modèle nouveau permettant de contourner cette difficulté.
- Enfin nous avons estimé le couplage avec ce modèle en fonction de paramètres géométriques.

4.2.2 Couplage millimétrique à un guide CPW

Dans ce paragraphe, nous étudions un deuxième type de couplage millimétrique dans lequel le guide relié à l'antenne est un guide d'onde coplanaire, dans ce cas, l'antenne est négative (voir section précédente). Seule la partie centrale de ce guide est supraconductrice, les côtés sont choisis en aluminium (normal aux ondes millimétriques) de façon à ce que des pertes soient engendrées. Cette configuration de couplage repose sur l'idée que les quasi-particules créées sur les côtés extérieurs du guide soient capables de générer un signal sur les détecteurs KID disposés à proximité. Les longueurs de diffusion des quasi-particules dans les films minces reportées dans la littérature, se situent entre quelques centaines de micromètres et plusieurs millimètres, ce qui rend ce type d'excitation du résonateur plausible [59]. Les pertes étant engendrées en tout point le long du guide, nous devons considérer un couplage linéique k . Le modèle étudié est représenté sur la figure 4.12. Précisons d'abord que quels que soient les paramètres géométriques, la valeur de $|S_{31}|^2$ est toujours insignifiante. Dans ces conditions, la présence de l'extrémité du résonateur dans le modèle est sans effet et l'expression du couplage k est :

$$k = \frac{1}{2S_{\text{boîte}}} (1 - |S_{21}|^2 - |S_{11}|^2) \quad (4.5)$$

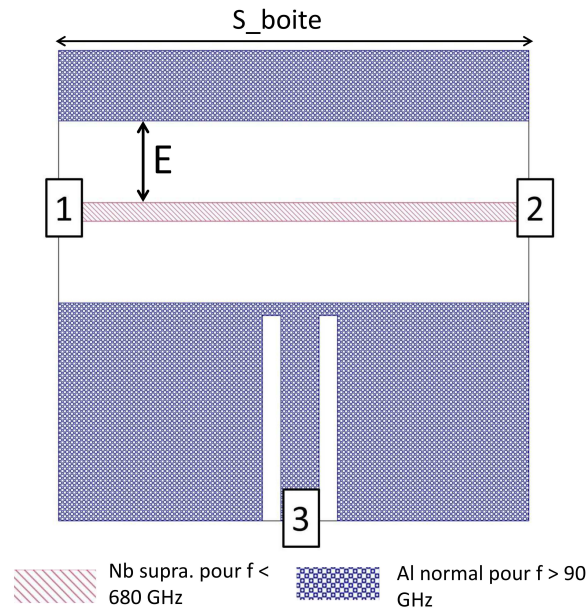


FIGURE 4.12 – Modèle de simulation pour le couplage millimétrique à un guide CPW, plus de détails dans le texte.

S_{boite} est la longueur du guide dans la boîte de simulation, le facteur 2 indique que les pertes sont engendrées sur deux côtés. L'estimation de k est réalisée pour différentes valeurs de la distance E séparant la ligne centrale du guide d'onde à la masse. Pour que le guide reste adapté à l'antenne, la largeur de la ligne centrale varie avec E . Les résultats présentés sur la figure 4.10 montrent que le couplage varie de 0,5%/100 μm à 1,4%/100 μm pour des valeurs de E comprises entre 6 μm et 25 μm . Ces valeurs sont stables sur la bande 150- 250 GHz. La réflexion $|S_{11}|^2$ ne représente jamais plus de 13% de l'énergie couplée.

4.2.3 Discussion

Nous discutons dans ce paragraphe les valeurs de couplage obtenues par simulation. En particulier, nous portons notre attention sur les valeurs de couplage possibles et leur reproductibilité puisqu'un SWIFTS est conçu pour fonctionner avec un grand nombre de détecteurs.

- Dans le cas du **couplage à un guide CPS**, nous avons mis en évidence sa dépendance vis-à-vis des deux paramètres géométriques d et e . Les valeurs explorées par simulation permettent des couplages compris entre 0,5% et 5,5 % et donc des configurations comprenant 20 à 200 détecteurs. Des couplages plus faibles peuvent être obtenus en éloignant plus les détecteurs mais aussi en réduisant la largeur des résonateurs. Les travaux récents sur des

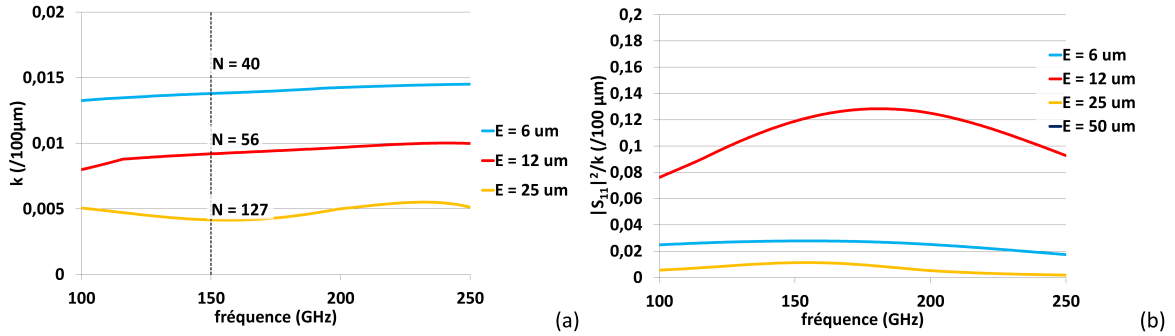


FIGURE 4.13 – (a) évolution du couplage linéique k pour différentes valeurs de E (exprimé pour une longueur de couplage de $100 \mu\text{m}$). Pour chaque valeur de E , le nombre optimal de détecteurs est indiqué à $f = 150 \text{ GHz}$, c'est-à-dire pour un espacement de détecteur égal à $\approx 195 \mu\text{m}$. (b) : rapport $|S_{11}|^2/k$ pour une longueur de couplage de $100 \mu\text{m}$.

KID quart-d'onde de largeur sub-micronique [60] donnent de la consistance à cette option. Selon les simulations, la réflexion n'est pas insignifiante devant le couplage K ($|S_{11}|^2 \approx 0.1K$) et il est probable qu'elle altère l'interférogramme. Ces résultats sont cependant à prendre avec précaution car les valeurs de $|S_{11}|^2$ en question sont très faibles ($\approx -30 \text{ dB}$) et elles peuvent être dominées par des imperfections du modèle de simulation, notamment celles concernant l'adaptation des accès d'excitation à la ligne.

Puisque K est inversement proportionnel au paramètre géométrique d , nous pouvons exprimer l'erreur relative sur K , $|\Delta K|/K$ en fonction de l'erreur de fabrication $|\Delta_{fab}|$ (celle-ci domine de toutes façons l'erreur sur e) :

$$K \propto \frac{1}{d} \Rightarrow \frac{|\Delta K|}{K} = \frac{|\Delta_{fab}|}{d} \quad (4.6)$$

Pour $|\Delta_{fab}| = 0.5 \mu\text{m}$, et pour une application à 100 détecteurs ($d \approx 30 \mu\text{m}$), on estime à 2% l'erreur sur K , celui-ci est donc bien reproductible à grande échelle.

- Dans le **cas du couplage à un guide CPW**, nous considérons des pertes par unité de longueur auxquelles nous associons un couplage linéique k . Après un parcours de longueur l dans le guide, la puissance $P(l)$ s'écrit :

$$P(l) = P_0 \exp(-kl) \quad (4.7)$$

Le critère de conception (2.28) s'écrit alors :

$$k = \frac{1}{2L} \quad (4.8)$$

Sur la figure 4.13(a) k varie de façon inversement proportionnelle à E et il est stable sur le domaine fréquentiel étudié. On voit de plus que les valeurs de E explorées permettent

d'envisager des configurations jusqu'à 127 détecteurs ($E = 25 \mu m$) à 150 GHz. La taille du modèle ne permet pas d'étudier des valeurs de E plus élevées. La réflexion occasionnée ne dépasse jamais 13% de la valeur du couplage (figure 4.13(b)). Pour les mêmes raisons que précédemment, ces résultats sont à considérer avec prudence.

Une démarche similaire à la précédente nous permet d'estimer l'erreur relative $|\Delta k|/k$ en fonction de l'erreur de fabrication $|\Delta_{fab}|$; pour une configuration à 100 détecteurs ($E \approx 20 \mu m$), et pour $|\Delta_{fab}| = 0,5 \mu m$, une erreur d'environ 2,5% est attendue sur k .

Cette stratégie de couplage repose cependant sur le fait que toute la puissance dissipée est mesurée par les résonateurs. Ceci est une hypothèse forte qui reste à vérifier expérimentalement. Les valeurs de couplage présentées dans ce paragraphe sont donc certainement sur-estimées. Plusieurs solutions sont envisageables pour optimiser la détection des quasi-particules créées : tout d'abord il est possible de concevoir un guide dans lequel les parties résistives sont localisées à proximité du détecteur. Les parties extérieures du guide sont alors constituées d'une succession de parties résistives et de parties supraconductrices, voir figure 4.14(a). Cette configuration dans laquelle la dissipation est localisée autour de l'extrémité du résonateur, rappelle le couplage au guide CPS. Elle présente néanmoins de nombreuses transitions entre des couches normales et supraconductrices qui rendent difficiles des prédictions sans mise en œuvre expérimentale. Elle n'a pas été étudiée dans le cadre de cette thèse. D'autres solutions consistent à redessiner la masse de façon à guider les quasi-particules vers l'extrémité du résonateur, figure 4.14(b) ou encore à élargir l'extrémité du résonateur pour que les zones de haute densité de courant (les parties sensibles) longent le guide, figure 4.14(c). Cette dernière option a été mise en œuvre ; des résonateurs présentant cette géométrie ont été fabriqués et testés. Les résultats sont présentés dans le chapitre 7.

4.3 Résonateurs quart-d'onde

Les détecteurs KID ont déjà été largement décrits par des travaux de simulation, nous n'avons pas ici vocation à reprendre une étude exhaustive mais plutôt à considérer les spécificités de la configuration SWIFTS. L'objectif premier est de pouvoir prédire leur facteur de qualité (et donc le couplage externe Q_c à la ligne de transmission) et leur fréquence de résonance qui doit être adaptée à l'électronique de lecture. Ensuite, la nouvelle géométrie de court-circuit proposée dans le cadre des travaux sur le couplage millimétrique, voir 4.2.3, doit être étudiée afin de s'assurer qu'elle est sans effet sur Q_i . Enfin, la proximité de l'extrémité du résonateur avec le guide d'onde ne doit pas engendrer de couplage RF. Ces simulations sont réalisées avec SONNET qui prend en compte le comportement supraconducteur (en particulier L_k) dont l'approche fréquentielle permet de résoudre les facteurs de qualité très élevés dont il est question. Les couches sont modélisées sans pertes.

- **Le couplage RF** est évalué à l'aide de deux paramètres géométriques : d_c , la distance à la ligne de transmission et L_c , la longueur de la partie couplée (voir figure 4.17). Le facteur

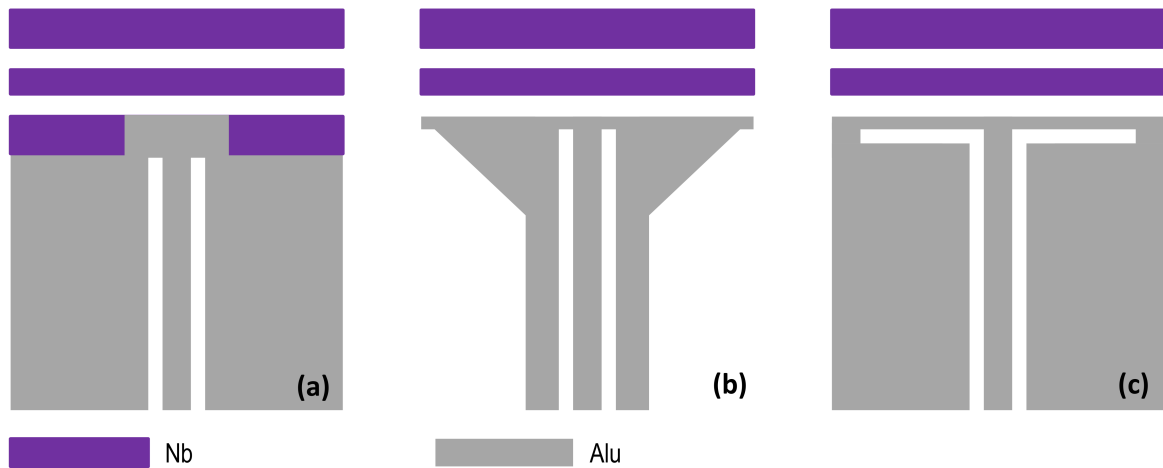


FIGURE 4.14 – Couplage millimétrique au guide CPW : optimisation de la détection des quasi-particules. Plus de détails de le texte.

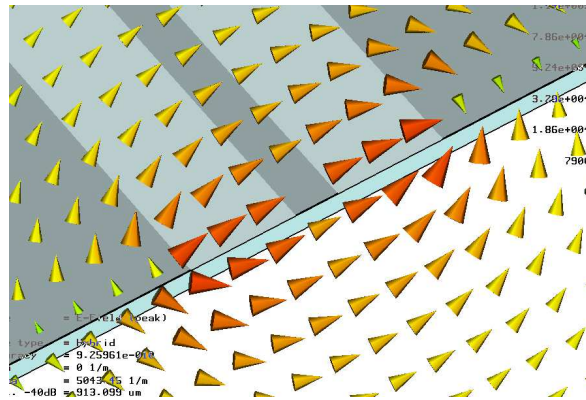


FIGURE 4.15 – Répartition du champ électrique dans un guide CPW pour un exemple de mode de type slot. On associe à ce mode une impédance différente du mode CPW. Cette figure est à mettre en regard de la figure 4.2

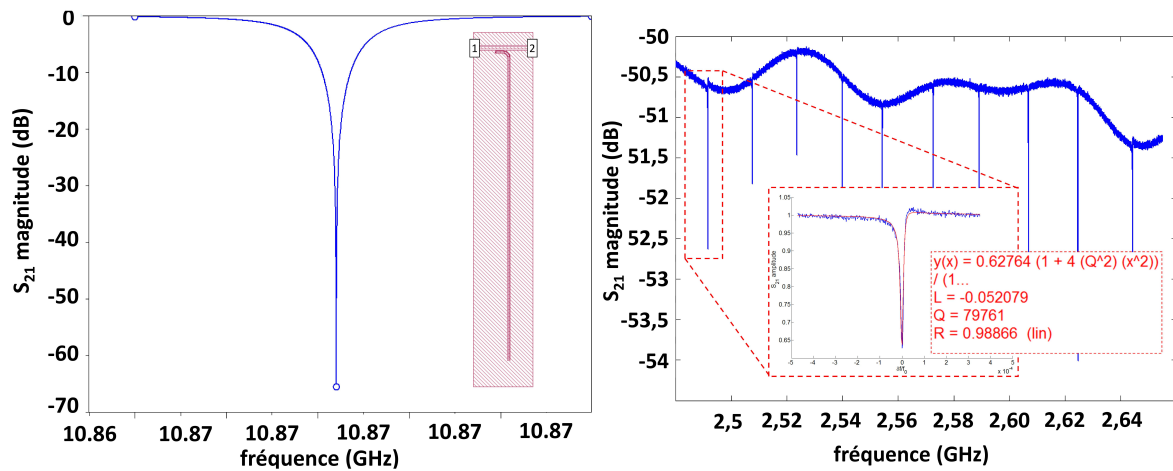


FIGURE 4.16 – A gauche : exemple de résonance obtenue par simulation sur SONNET. La longueur du résonateur $\approx 2,5$ mm explique la fréquence de résonance élevée. A droite : exemple de résonances mesurées expérimentalement. Dans l'encart l'ajustement de la courbe expérimentale permet la détermination de Q_i et Q_c .

de qualité est évalué par ajustement des résultats de simulation avec l'expression de S_{21} (3.50), voir figure 4.16. Le temps de calcul est réduit en limitant la longueur du résonateur. Il faut alors tenir compte de la dépendance de Q_c en $1/\omega_0^2$. Le facteur de qualité de couplage, en fonction de d_c et de L_c est donné en figure 4.17. Nous verrons que ces résultats ne se vérifient pas toujours par l'expérience. Des résonateurs présentent parfois dans les mesures des Q_c inférieurs à ceux prévus par la simulation. Ceci est attribué à l'existence de modes de propagation 'slot' dans la ligne de transmission dont l'impédance n'est pas 50 ohms (voir figure 4.15). Q_c est en effet largement inférieur (le couplage est plus fort) pour un mode CPW pair.

- On remarque que la **géométrie du court-circuit** proposée en figure 4.14 est celle d'une antenne susceptible de rayonner de l'énergie. Même si ses dimensions sont largement inférieures à celles des longueurs d'onde RF, il est important d'évaluer les pertes. Dans la simulation, l'énergie rayonnée est estimée indirectement à l'aide de Q_i ; plus il y a de pertes, plus Q_i est faible. Les simulations pour des valeurs de la largeur du court-circuit T allant jusqu'à $600 \mu m$, voir figure 4.18(a) ne laissent voir aucun impact sur le facteur de qualité. Cette géométrie n'affecte donc en rien le comportement du résonateur dans les fréquences radio. Il est important de préciser que puisque les couches sont modélisées sans pertes résistives, la valeur de Q_i ($> 10^6$) est très sensible aux autres mécanismes de pertes.
- Enfin, **la présence du guide**, voir figure 4.18(b), n'a pas non plus d'influence visible par simulation. L'extrémité du résonateur étant reliée à la masse, son potentiel reste constant ce qui empêche tout couplage capacitif. Les simulations nous permettent de dire que ces

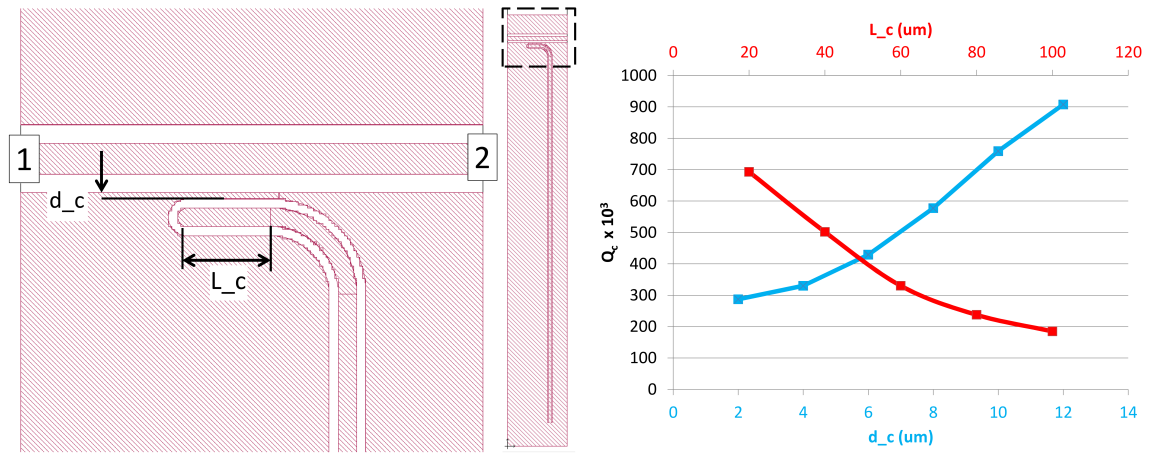


FIGURE 4.17 – A gauche : modèle pour la simulation du facteur de qualité de couplage en fonction des paramètres L_c et d_c . A droite : dépendance de Q_c en fonction de L_c (en rouge) et de d_c (en bleu) pour $f_0 = 2,5\text{GHz}$

considérations restent valables pour des facteurs de qualité supérieurs au million, donc a fortiori pour ceux des résonateurs réels.

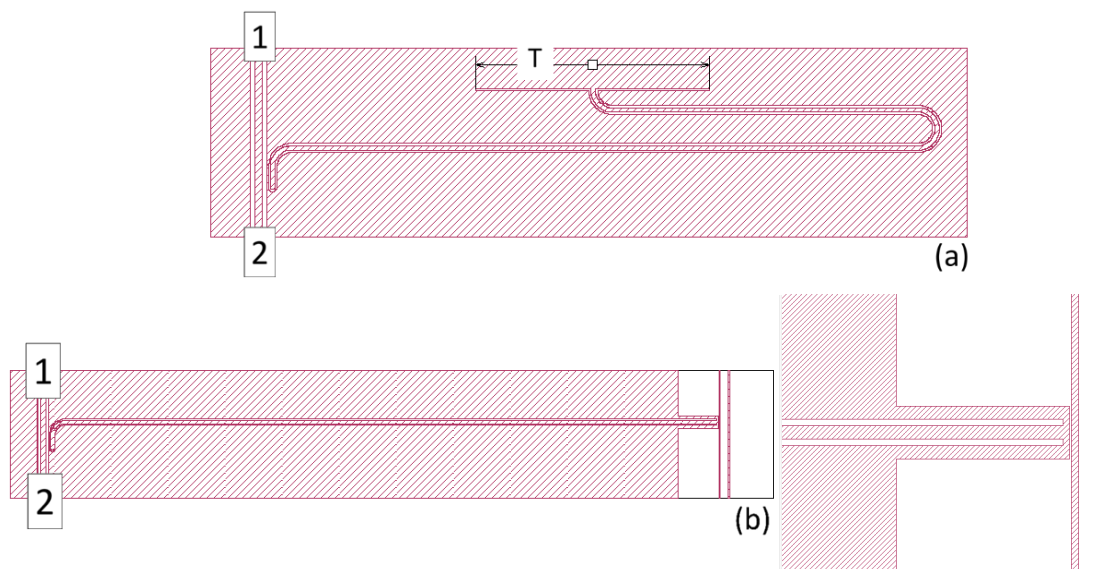


FIGURE 4.18 – Modèle de simulation pour évaluer l'impact de : (a) la largeur T du court-circuit ; (b) la présence du guide d'onde à proximité de l'extrémité du résonateur

Chapitre 5

Conception et fabrication des spectromètres

Sommaire

5.1 Introduction	71
5.2 Eléments de conception	72
5.3 Techniques de fabrication	73
5.4 Echantillons TEST	77
5.5 Echantillons SWIFTS1	77
5.5.1 Détails du procédé P1	78
5.6 Echantillons SWIFTS2	81
5.6.1 Détails du procédé P2A - face avant	85
5.6.2 Détails du procédé P2B - face arrière	87

5.1 Introduction

Le travail de conception est au service des objectifs expérimentaux. Il est orienté par la question : que cherche t-on à démontrer ou à connaître par l'expérience ? Au cours de cette thèse différents objectifs ont guidé la conception de trois générations de dispositifs que nous appelons "échantillons".

Tout d'abord une série d'échantillons permettant d'**évaluer le comportement électrique des résonateurs KID** lorsqu'ils sont utilisés dans une configuration de type SWIFTS, par exemple en étudiant l'impact de la proximité du guide d'onde sur leur facteur de qualité. Ces échantillons ont vocation à adresser des questions spécifiques, ils ne sont pas des spectromètres SWIFTS mais constituent une étape dans leur développement, ils sont appelés échantillons TEST.

Ensuite des échantillons **prototypes du spectromètre SWIFTS**. Ce sont chronologiquement les premiers échantillons conçus et fabriqués, ils s'appuient peu sur des résultats de simulation. Dans le cadre d'un projet de thèse, l'objectif est ici de prendre en main rapidement les outils de conception et de mettre au point un procédé de fabrication. Les premières mesures optiques représentent

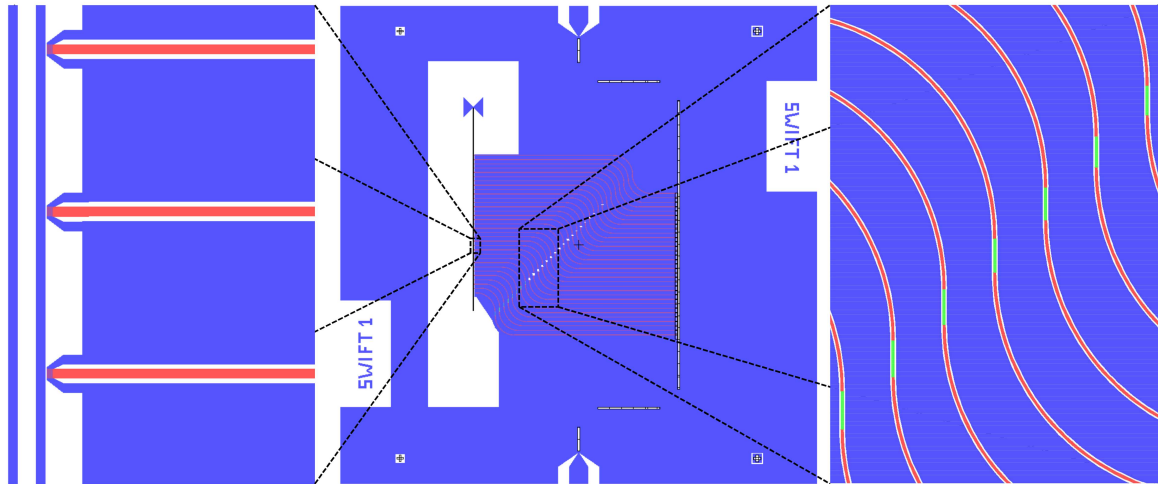


FIGURE 5.1 – Au centre : dessin de l'échantillon SWIFTS1.1 sur le masque **M1.1**. A gauche : extrémité des résonateurs et guide d'onde. A droite : la longueur des sections vertes varie d'un résonateur à l'autre, ils résonnent donc à des fréquences différentes. La couleur bleue représente les parties métalliques. La ligne centrale des résonateurs est mise en évidence en rouge.

une référence de départ, elles peuvent en outre mettre en évidence des problèmes qui n'ont pas été anticipés. Ces échantillons sont appelés échantillons SWIFTS1.

Enfin la dernière génération d'échantillons bénéficie des travaux de simulation du chapitre précédent et des enseignements tirés des mesures sur TEST & SWIFTS1. L'objectif est ici de **trouver un point de fonctionnement du SWIFTS** et, en cas de succès, de comparer différentes géométries de couplage millimétrique. Ces échantillons sont appelés échantillons SWIFTS2.

Le dessin des masques est réalisé à l'aide du logiciel L-EDIT et la technologie est réalisée à la **PTA (Plateforme Technologique Amont)** du CEA de Grenoble. En pratique, en fin de procédé, un échantillon est un morceau de silicium de $2\text{ cm} \times 2\text{ cm} \times 0,5\text{ mm}$ sur lequel est fabriqué le dispositif à tester.

5.2 Éléments de conception

Lors de la conception du spectromètre, les dimensions à considérer sont les suivantes :

- La **taille des résonateurs** qui définit directement leur fréquence de résonance. La séparation en fréquence des résonateurs et leur nombre conditionnent alors la bande dans laquelle se situent les résonances (pour une épaisseur d'aluminium donnée). Elle doit être située dans la bande passante de l'amplificateur à froid et sa largeur doit être inférieure à celle de l'électronique de lecture, actuellement 256 MHz. Pour faire varier la longueur des

résonateurs nous avons fait le choix d'un dessin curviligne ; chaque résonateur est composé de trois sections dont seule la partie centrale est de longueur variable (voir figure 5.1). Ce choix permet un dessin compact, le guide d'onde et la ligne de transmission sont parallèles et à distance fixe.

- **La géométrie de couplage des résonateurs à la ligne de transmission** impacte la profondeur des résonance et donc la facilité avec laquelle elles sont détectées. D'autre part nous avons vu en section 3.3.1 que la sensibilité du détecteur dépend de son facteur de qualité total Q_T et donc du facteur de couplage Q_c ; de manière générale il est mieux que Q_c soit du même ordre de grandeur que le facteur de qualité interne Q_i . La géométrie de couplage est dimensionnée par simulation mais Q_i n'est pas connu à l'avance puisqu'il dépend de la charge optique (et donc du système d'illumination), des mesures expérimentales complémentaires sont donc utiles.
- La **position des résonateurs** le long du guide d'onde. Comme expliqué en section 2.2.2, celle-ci définit la bande accessible par le spectromètre et sa résolution. Il est possible de positionner des détecteurs de part et d'autre du guide en intercalant leurs positions pour résoudre des fréquences plus élevées ou à la même position pour estimer la différence entre deux couplages millimétriques différents. Dans la perspective de la détection d'une modulation monochromatique, la position des détecteurs doit être choisie judicieusement (typiquement un résonateur sur un ventre, le suivant sur un nœud) pour garantir un contraste optimal. Ces différentes configurations sont explicitées en figure 5.2.
- La **géométrie de l'antenne et de son guide d'onde** est dimensionnée par simulation, (chapitre 4). Les critères de conception concernent l'impédance de l'antenne et ses lobes d'émission.

La stratégie de la mesure peut aussi impliquer la présence de **détecteurs témoins**. Ces derniers de type LEKID permettent de donner un ordre de grandeur de la puissance optique incidente sur l'échantillon et donc sur l'antenne.

5.3 Techniques de fabrication

Cette section est consacrée à une description des techniques de fabrication utilisées pour la fabrication des spectromètres. Celle-ci inclut la fabrication d'une antenne sur membrane.

Dépôts métalliques

Les couches d'aluminium et de niobium utilisée pour les échantillons SWIFTS sont déposées à l'aide de techniques différentes ; l'aluminium est déposé par évaporation sous vide, le niobium par pulvérisation cathodique.

L'évaporation sous vide consiste à évaporer une cible de métal à l'aide d'un faisceau d'électrons (notre cas) ou par effet joule. Le métal gazeux se propage alors dans la chambre à vide (5.10^{-8} mbar) et se condense à l'état solide sur le substrat. Les dépôts de 15 nm à 30 nm d'épaisseur sont réalisés à température ambiante à une vitesse de 0,1 nm/sec, le substrat est monté sur un support

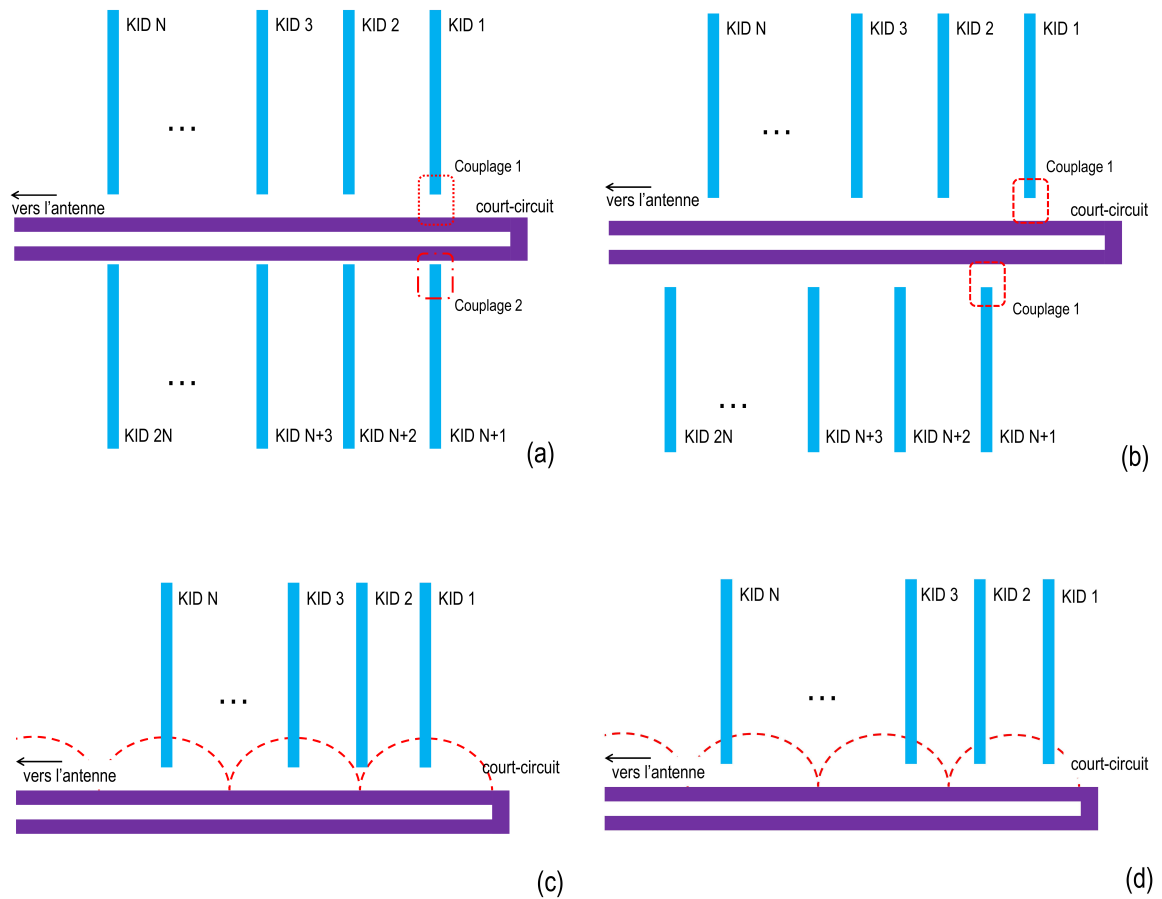


FIGURE 5.2 – Différents positionnements des détecteurs le long du guide d'onde. (a) : configuration permettant de tester directement différents couplages millimétriques. (b) : les positions intercalées permettent de résoudre des fréquences plus élevées. (c) : positionnement assurant un contraste maximal pour la mesure d'une onde stationnaire de longueur d'onde connue. (d) : dans cette configuration, le contraste est minimal, il ne permet pas la détection de l'onde stationnaire.

tournant ce qui permet d'homogénéiser l'épaisseur de la couche. Quelques minutes de gravure par plasma argon avant le dépôt suffisent à éliminer les quelques nanomètres d'oxyde natif du silicium. L'évaporation sous vide n'est pas incontournable, des détecteurs KID ont été fabriqués à partir de couches d'aluminium obtenues par pulvérisation cathodique. D'une manière générale, la qualité des couches d'aluminium utilisées dans le cadre de ces travaux n'est pas le facteur limitant le bruit de détection des détecteurs et le procédé ne peut pas être optimisé en ce sens. Cependant, des travaux en cours évaluent le lien possible entre la structure microscopique du film (influencée par exemple par la température du substrat ou la vitesse du dépôt) et ses propriétés électriques.

Dans le cas de la **pulvérisation cathodique**, l'introduction dans la chambre de dépôt d'une faible quantité d'un gaz "process", généralement de l'argon, et l'application d'une différence de potentiel entre la cible et le substrat permet la création d'un plasma c'est à dire d'un gaz d'électrons et d'ions Ar^+ . Ces derniers, attirés vers la cible polarisée négativement, sont susceptibles, par collision, d'éjecter des atomes de la source. Ces atomes *pulvérisés* sont alors capables de se condenser sur le substrat. La pulvérisation cathodique est utilisée lorsque la température d'évaporation du métal est trop élevée pour permettre des dépôts par évaporation ou lorsque l'on désire déposer des alliages ; l'ajout d'azote ou d'oxygène au gaz process permet en effet le dépôt d'oxyde ou de nitrure. La recette utilisée permet le dépôt de niobium à une vitesse de 40 nm/min.

La température de transition des deux couches utilisées a été mesurée et est conforme aux attentes ; $T_c(\text{Al}) \approx 1,3\text{K}$ et $T_c(\text{Nb}) \approx 8,7\text{K}$ (voir figure 5.3).

Lithographie UV

L'objectif de la **lithographie** est de construire un motif dans une résine photo-sensible. Elle procède par l'étalement d'une résine, son exposition et son développement. Elle est en général suivie par une étape de gravure qui permet de transférer ce motif dans une couche inférieure, un métal dans notre cas. Alternativement, dans le cas de procédés par *lift-off*, le métal est déposé après le développement, la dissolution de la résine (*stripping*) permet alors de transférer le motif dans la couche métallique. L'équipement utilisé est un aligneur UV équipé d'une lampe à mercure à 365 nm, l'exposition est réalisée avec un masque en chrome déposé sur verre et mis en contact avec le wafer, différents modes de contact sont possibles. Dans le cadre de cette thèse nous utilisons le mode *soft contact* qualifié pour une résolution inférieure à $2\ \mu\text{m}$.

Procédés de gravure

L'aluminium est gravé par **gravure humide** dans une solution à base d'acide phosphorique et d'acide acétique de type *aluminium etch*. Les vitesses de gravure observées se situent autour de 30 nm/min, ce procédé est très facile à mettre en œuvre car le substrat de silicium constitue une couche d'arrêt parfaite.

Les couches de niobium sont gravées par **gravure plasma** de type RIE (pour **Reactive Ion Etching**). Il s'agit d'un procédé voisin de la pulvérisation cathodique mais où le plasma est constitué d'ions chimiquement actifs agissant de façon sélective sur les espèces du substrat ; la gravure RIE combine en ce sens une gravure physique et une gravure chimique. L'équipement utilisé emploie des

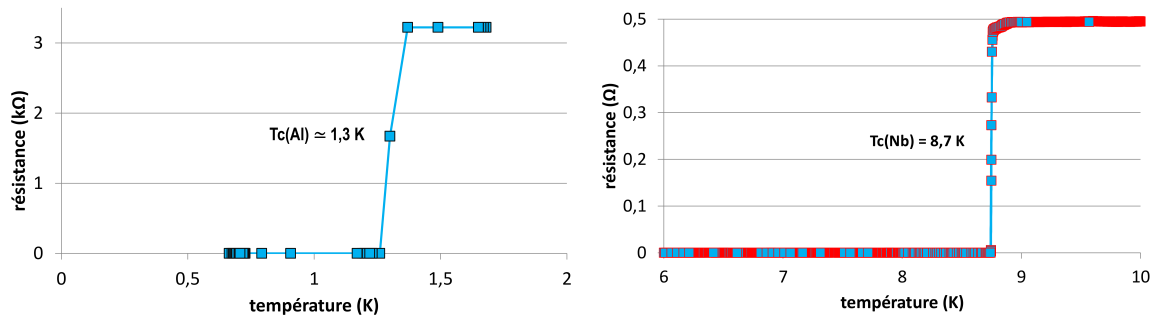


FIGURE 5.3 – Mesure de la température de transition de l'aluminium (à gauche) et du niobium (à droite)

gaz fluorés (SF_6 , et CHF_3) et du dioxygène. Il est en outre équipé d'une torche à plasma ICP (pour **I**nductively **C**oupled **P**lasma), un générateur de puissance RF permettant de densifier le plasma et d'augmenter les vitesses de gravure. Lorsqu'il n'y a pas de couche d'arrêt, (c'est notre cas lorsqu'on grave le niobium sur silicium), la fin de gravure est détectée par réflectométrie.

L'ouverture des membranes est réalisée sur substrat SiN (nitrure de silicium) ou **SOI** (**S**ilicon **O**n **I**nsulator) par **gravure RIE profonde (DRIE)** de silicium qui consiste en une succession d'étapes de gravure fluorée et de phases de passivation. Ces dernières permettent, par l'intermédiaire d'un gaz de C_4F_8 , la condensation d'un polymère sur les parois du motif de gravure capable de les protéger lors des étapes de gravure ultérieures. Cette méthode permet une gravure extrêmement anisotrope sur des profondeurs de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de micromètres de Si. Elle est donc particulièrement adaptée à l'ouverture de membranes. La durée et l'intensité de ces procédés exigent une bonne thermalisation du wafer, celle-ci est rendue possible par un flux d'hélium en face arrière.

Enfin, la gravure du silicium par le **difluorure de xénon XeF_2** est utilisée dans notre cas pour compléter la gravure profonde lors de l'ouverture des membranes. En effet, comme nous le verrons en section 5.6, il est préférable de découper les échantillons lorsqu'il reste encore quelques dizaines de micromètres de Si sous les membranes pour éviter la casse de celles-ci lors de la découpe. Le reste du silicium est alors gravé par voie gazeuse au XeF_2 sur échantillon préalablement découpé. Ce procédé, basé sur la réaction 5.1, permet des vitesses d'attaque de l'ordre de quelques $\mu\text{m}/\text{min}$, la gravure du Si est isotrope et présente une très grande sélectivité avec le SiN et le SOI (>100).



5.4 Echantillons TEST

Conception

Il s'agit ici de définir un couplage RF optimal entre le résonateur et la ligne de transmission et de vérifier que le facteur de qualité Q_i des résonateurs ne soit pas dégradé dans le dispositif SWIFTS. Ces questions ont été adressées par la simulation, mais des mesures contradictoires (présentées dans le chapitre 7) ont motivé une démarche expérimentale en parallèle. Chaque échantillon se compose de groupes de 6 à 10 résonateurs, à chaque groupe correspond une valeur différente d'un paramètre étudié. Quatre échantillons TEST permettent de tester les paramètres suivants :

- **TEST.1 : la géométrie du couplage RF.** L'objectif est d'obtenir un facteur de qualité de couplage Q_c voisin de Q_i , ce dernier est estimé par la mesure. 10 groupes de 6 résonateurs couplés différemment à la ligne de transmission sont testés.
- **TEST.2 la distance court-circuit - guide.** Les éventuelles pertes du résonateur vers le guide d'onde se traduiraient par une dégradation de Q_i . 6 groupes de 5 résonateurs sont fabriqués.
- **TEST.3 la largeur de l'extrémité du résonateur.** Dans le cas du couplage millimétrique à un guide CPW : il s'agit de vérifier que Q_i n'est pas dégradé par ce type de géométrie qui est voisine d'une antenne. 6 groupes de 5 résonateurs sont fabriqués dans cet échantillon.

Fabrication

Ces échantillons sont fabriqués sur substrat de silicium pur. Puisque seuls les résonateurs sont testés, la fabrication se résume à un dépôt d'aluminium, une étape de lithographie suivie d'une gravure humide. On note que ce procédé simple est celui de la fabrication des matrices de détecteurs KID utilisés en aujourd'hui astronomie et qu'il en constitue d'ailleurs un des avantages. Les résultats des mesures sur les échantillons TEST sont présentés dans en 7.2.2.

5.5 Echantillons SWIFTS1

Conception

Les échantillons SWIFTS1 sont constitués de 32 détecteurs séparés de $180 \mu m$, ils permettent donc potentiellement un pouvoir de résolution $R \approx 15$ à 150 GHz (voir section 2.2.2). L'antenne est positive, elle est déposée sur substrat plein, sa géométrie est inspirée de travaux antérieurs à cette thèse [34]. Deux échantillons ont été conçus, ils diffèrent par la géométrie de couplage millimétrique.

- **SWIFTS1.1** : la distance entre les KID et le guide d'onde est de $2 \mu m$.
- **SWIFTS1.2** : la distance entre les KID et le guide d'onde est de $1 \mu m$.

Fabrication

Le procédé P1 illustré ci-après utilise des substrats de silicium de $350 \mu\text{m}$ d'épaisseur dont la résistivité est choisie très élevée ($> 1000 \text{ ohm.cm}$) dans le but de limiter les pertes diélectriques dans les résonateurs. Il débute par les dépôts successifs des deux couches de métaux : 30 nm d'aluminium suivi de 100 nm de niobium et une lithographie utilisant le masque **M1.1** dont une partie est représentée sur la figure 5.1. Une étape de gravure RIE suivie d'une gravure humide permet alors de dessiner l'intégralité du motif dans les deux couches. Il reste alors à éliminer le niobium situé sur les résonateurs car ceux-ci doivent être en aluminium. Ceci est réalisé en procédant à une deuxième lithographie utilisant le masque **M1.2** consistant à ouvrir la résine au niveau des KID seulement. Une dernière étape de gravure RIE suffit alors à éliminer le niobium situé sur les résonateurs.

Cette étape de gravure peut être problématique dans la mesure où elle agit sur le silicium situé entre la ligne centrale du résonateur et la masse avec une vitesse de gravure beaucoup plus importante. Lorsque le silicium situé sous le métal est gravé (les profils de gravure sont un peu anisotropes), des parties métalliques peuvent être endommagées (voir la figure 5.4). Un procédé différent mais utilisant les mêmes masques a été mis au point, il s'achève sur une gravure humide de l'aluminium et présente donc l'intérêt de conserver le silicium intact.

D'autre part, nous observons sur l'échantillon SWIFTS1.2 que l'espace de $1 \mu\text{m}$ entre les résonateurs et le guide d'onde n'est pas toujours gravé (figure 5.4), on se situe donc à la limite de résolution du procédé. Une solution consiste à utiliser un mode d'exposition différent de type "hard contact" ou "vacuum contact", ceux-ci n'ont pas été testés dans le cadre de cette thèse.

Les résultats des mesures sur les échantillons SWIFTS1 sont présentés dans en 7.3.2.

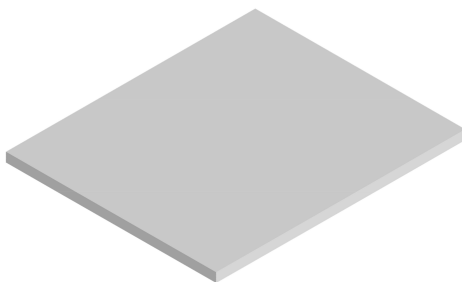
5.5.1 Détails du procédé P1

Substrat de départ

- Si : wafer 4 pouces, $350 \mu\text{m}$ d'épaisseur
- $\rho > 1000 \text{ ohm.cm}$
- orientation $\langle 100 \rangle$

Etape 1 : dépôt d'aluminium

- plasma argon, 250V, (300 sec)
- dépôt de 30 nm - 0,1 nm/sec



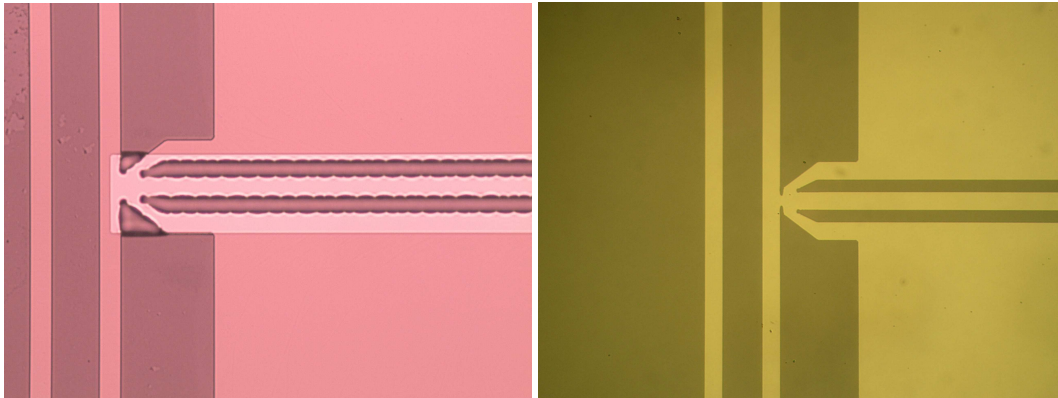


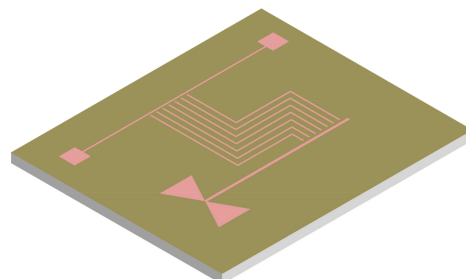
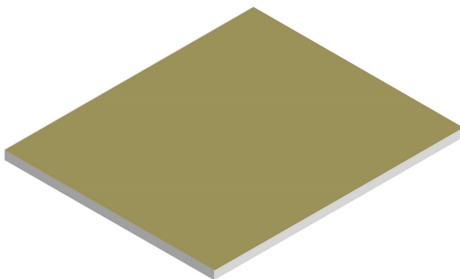
FIGURE 5.4 – A gauche : portion de guide et extrémité du résonateur en fin du procédé P1. Parties claires : aluminium, parties foncées : niobium, parties grises : silicium. L'inspection met en évidence la gravure du silicium entre la ligne centrale et la masse des résonateurs et la dégradation du motif qui en résulte. A droite : Le procédé de lithographie utilisé ne permet pas toujours l'ouverture d'un gap de $1\ \mu\text{m}$ (sur cette photo, l'ensemble des parties est en aluminium)

Etape 2 : dépôt de niobium

- puissance DC : 2,5 kW,
- 100 nm - 33 nm/min

Etape 3 : lithographie 1

- étalement de la résine AZ1512HS : 4000tr/min (60 sec), recuit 110°C (90 sec)
- lithographie - masque M1.1 - *soft contact* - $6\ \text{mW}/\text{cm}^2$
- développement AZ developer (25 sec)
- rinçage et séchage

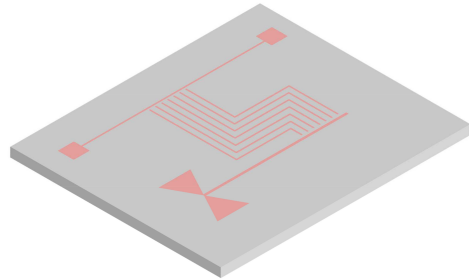


Etape 4 : gravure du niobium

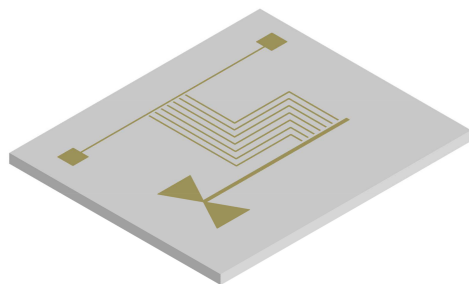
- O₂ 40 sccm / puissance COIL : 300W, PLANTEN : 10W
- 10 nm/min (≈ 10 min)
- couche d'arrêt : aluminium

**Etape 5 : gravure de l'aluminium**

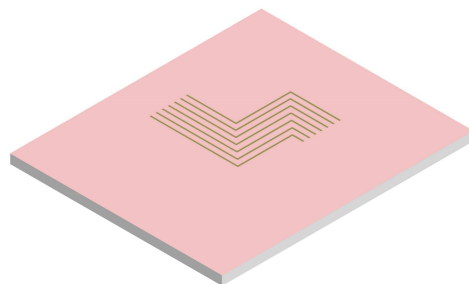
- *Alu etch*, 30 nm/min, (120 sec)
- rinçage, séchage

**Etape 6 : nettoyage**

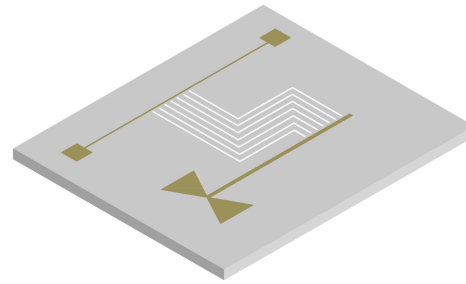
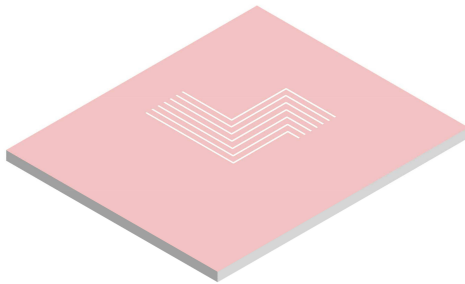
- acétone, éthanol
- séchage

**Etape 7 : lithographie 2**

- étalement de la résine AZ5214 : 4000 tr/min (60 sec), recuit 100°C (120 sec)
- lithographie - masque M1.2 *Soft contact* 1,5 mW/cm² recuit 120°C (120 sec)
- lithographie pleine plaque *Soft contact* 3 mW/cm²
- développement AZ developer (40 sec)
- rinçage et séchage



- | | |
|--|---|
| <p>Etape 8 : gravure du niobium (résonateurs)</p> <ul style="list-style-type: none"> – O₂ 40 sccm / puissance COIL : 300W, PLATEN : 10 W – 10 nm/min (\approx 10 min) – détection de fin de gravure par réflectométrie | <p>Etape 9 : nettoyage</p> <ul style="list-style-type: none"> – acétone, éthanol – séchage |
|--|---|



5.6 Echantillons SWIFTS2

Conception

La deuxième génération d'échantillons s'appuie sur les travaux de simulation présentés dans le chapitre 4 et sur les résultats issus des mesures sur les échantillons SWIFTS1. Tout d'abord, ces dernières ayant mis en évidence des performances optiques très faibles, il a été décidé de fabriquer les antennes sur membrane. Ceci permet à la fois de limiter la propagation de lumière dans le substrat et d'augmenter la surface collectrice. De plus, l'intégralité de la face arrière de l'échantillon est métallisée (en dehors des membranes) dans le but de réduire au maximum l'illumination des détecteurs par de la lumière qui n'est pas absorbée par l'antenne (et qui ne participe donc pas à l'onde stationnaire du SWIFTS).

- Les **échantillons SWIFTS2.1 à SWIFTS2.4** sont destinés à la mesure d'une onde stationnaire de 150 GHz générée par une source monochromatique de type diode Gunn (cas présenté en figure 5.2(c)). L'objectif est de démontrer le principe avec le signal le plus simple en entrée. L'espacement des détecteurs est donc choisi pour permettre la détection de l'onde avec un contraste maximum, c'est à dire la distance séparant un ventre d'un nœud qui est de $195 \mu\text{m}$. Deux types de guides d'onde (CPS et CPW) sont testés et pour chacun d'eux, deux valeurs de la distance entre le guide d'onde et le résonateur.
- Pour pouvoir étudier plus finement le couplage millimétrique, trois échantillons ont été dessinés sur le même masque, les détecteurs sont positionnés de part et d'autre du guide et ceux se faisant face sont couplés différemment au guide d'onde (cas présenté en figure 5.2(a)). Il est donc possible, en mesurant le signal perçu par ces paires de détecteurs de

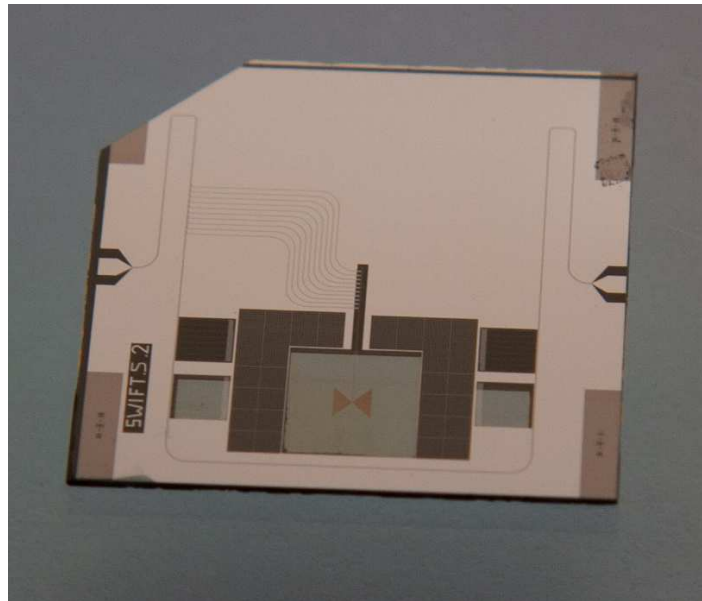


FIGURE 5.5 – Echantillon SWIFTS2.2 en fin de procédé P2B. L'antenne est déposée sur membrane. Les dix résonateurs sont visibles sur le côté gauche de l'échantillon. Les 4 détecteurs LEKID sont utilisés pour les mesures de sensibilité aux rayons cosmiques, voir le détail en partie II

réaliser une étude comparative de différentes géométries de couplage. Cette méthode est employée sur les échantillons **SWIFTS2.5 & SWIFTS2.6** (antenne positive, guide CPS) et **SWIFTS2.7** (antenne négative, guide CPW).

Nous verrons dans la partie résultats que les mesures utilisant une source diode Gunn n'ont pas pu être réalisées. La seule source utilisée pour caractériser ces échantillons a été l'interféromètre de Martin-Pupplet. Cependant, la conception de ces échantillons ne gênait en rien ces mesures.

Fabrication

Dans ce cas, les substrats utilisés doivent présenter une couche permettant l'arrêt de la gravure en face arrière lors de l'ouverture des membranes. Deux types de couche d'arrêt ont été utilisés : $2\ \mu\text{m}$ de SiN sur silicium et 400 nm d'oxyde de silicium sur silicium (substrat **Silicon On Insulator SOI**).

Dans la suite de ce chapitre, la face avant de l'échantillon fait référence à la face sur laquelle est fabriqué le dispositif SWIFTS selon le **procédé P2A**. Le **procédé P2B** permet l'ouverture des membranes par la face arrière.

Les premières étapes du procédé **P2A** consistent à déposer et graver la couche d'aluminium seule (masque **M2.1**). Ensuite, les parties en niobium sont construites par lift-off (masque **M2.2**) ce qui permet d'éviter l'empilement aluminium/niobium et donc de garantir le bon comportement du

guide de l'antenne, notamment sa supraconductivité aux fréquences millimétriques. La résine adhérant faiblement sur silicium, il est important d'utiliser un promoteur d'adhérence (de type HMDS) pour éviter des défauts sur les motifs à rapport d'aspect élevé tel que le guide d'onde. La face avant du wafer est alors nettoyée et protégée par une couche de résine durcie pour la suite de la fabrication.

En début de procédé **P2B**, une couche de 200 nm d'aluminium est déposée sur la face arrière du wafer, elle est utilisée comme masque pour la gravure profonde. Par lithographie, avec alignement double face et gravure humide, les régions correspondant à l'emplacement des antennes sont ouvertes dans cette couche d'aluminium (masque **M2.3**). Une étape de gravure profonde permet alors d'éliminer la couche de SiN de la face arrière et environ 280 μm de silicium. C'est l'étape la plus délicate de ce procédé puisqu'elle provoque le plus souvent le clivage du wafer. Plusieurs tentatives, consistant notamment à désaligner les motifs de gravures avec les directions cristallographiques du wafer ont été infructueuses, l'élément déterminant s'est avéré être l'épaisseur du substrat ; une démarche progressive mettant en œuvre des wafers de plus en plus épais a permis d'identifier un seuil de cassure situé entre 300 μm et 350 μm d'épaisseur. Après découpe des échantillons, les derniers micromètres de silicium sont alors gravés par **gravure au difluorure de xénon** XeF_2 . Une méthode alternative consiste à découper les échantillons avant l'étape de gravure profonde et de les coller sur un wafer support à l'aide d'une cire (Crystalbond 555-HMP) ou tout simplement de résine photo-sensible. La gravure profonde est menée jusqu'à la couche de SiN : la vitesse de gravure sur SiN est très faible ce qui permet l'arrêt du processus sans mettre en danger les membranes. Le décollage sans cassure est alors possible mais demande beaucoup de précautions. Cette méthode (qui est employée pour la fabrication de l'échantillon de la figure 5.5) présente néanmoins le désavantage de réduire nettement la thermalisation de l'échantillon ce qui se traduit, en fin de procédé, par des traces de résine carbonisée difficiles à nettoyer.

Le procédé P2B a été aussi utilisé sur wafer SOI (700 nm Si / 400 nm SiO_2 / 500 μm Si) en utilisant l'oxide comme couche d'arrêt. Aucune résonance n'a cependant été observée sur ce substrat suggérant de fortes pertes diélectriques incompatibles avec les facteur de qualité de nos résonateurs. Des photographies de membranes réalisées au microscope électronique à balayage sont données en figure 5.7. Les résultats des mesures sur les échantillons SWIFTS2 sont présentés dans en 7.3.3

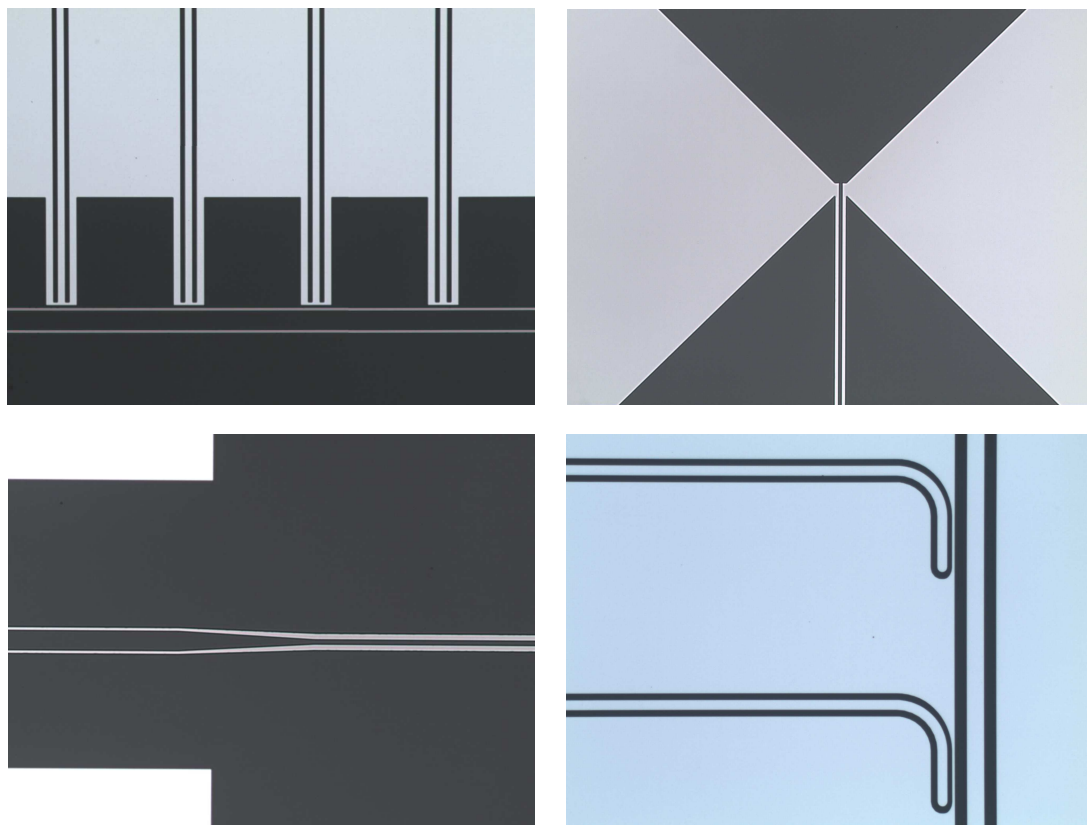
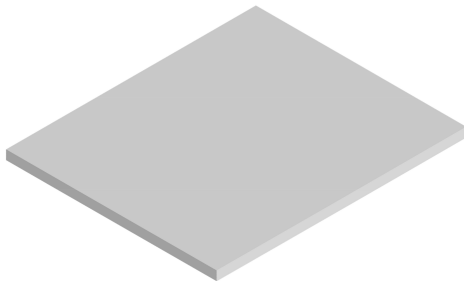


FIGURE 5.6 – Echantillon SWIFTS2.1 en fin de procédé P2A. en haut à gauche : extrémité des résonateurs (Al) et guide d'onde (Nb). En haut à droite : portion de l'antenne positive (Nb). En bas à gauche : transition membrane/substrat du guide d'onde (la membrane n'est pas encore ouverte). En bas à droite : couplage des résonateurs à la ligne de transmission

5.6.1 Détails du procédé P2A - face avant

Substrat de départ

- wafer 4", SiN/Si ($2\ \mu\text{m}/300\ \mu\text{m}$)



Etape 1 : dépôt d'aluminium

- plasma argon, 250V, (300 sec)
- dépôt de 30 nm - 0,1 nm/sec



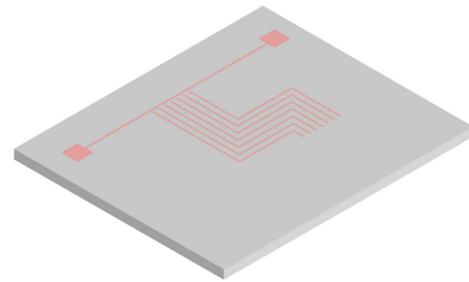
Etape 2 : lithographie 1

- étalement de la résine AZ1512HS : 4000 tr/min (60 sec), recuit 110°C (90 sec)
- lithographie - masque M1.1 *soft contact* 6 mW/cm²
- développement AZ developer (25 sec)
- rinçage et séchage



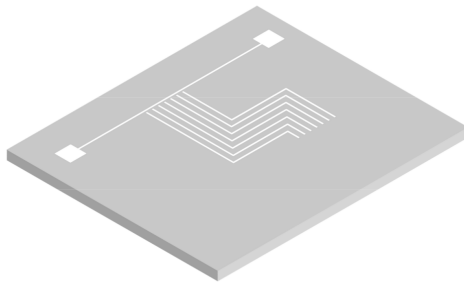
Etape 3 : gravure de l'aluminium

- *Alu etch*, 30 nm/min, (120 sec)
- rinçage, séchage

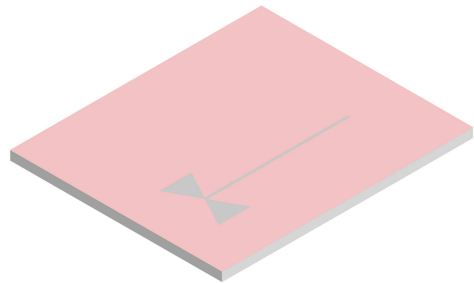


Etape 4 : **nettoyage**

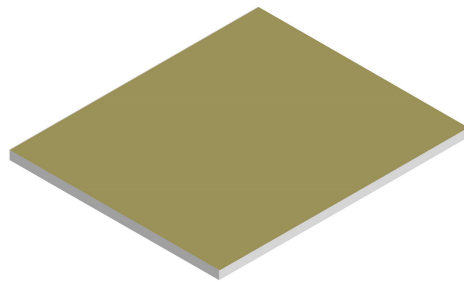
- acétone, éthanol
- séchage

Etape 5 : **lithographie 2**

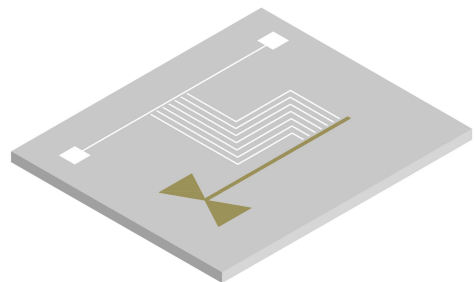
- étalement du promoteur d'adhérence HMDS
- résine AZ1512HS, 4000 tr/min, 60 sec et recuit 110°C, 90 sec
- lithographie masque **M2.2** - *soft contact* - 6 mW/cm²
- AZ developer, 25 sec
- rinçage et séchage

Etape 6 : **dépôt niobium**

- puissance DC : 2,5 kW,
- 100 nm - 33 nm/min

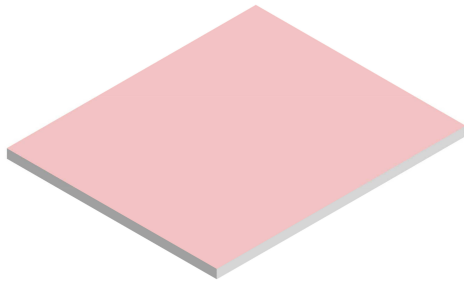
Etape 7 : **lift-off**

- acétone - 12 h
- ultra-sons - 1h



Etape 8 : protection de la face avant

- résine AZ1512HS, 4000 tr/min, 60 sec et recuit 110°C, 90 sec

**5.6.2 Détails du procédé P2B - face arrière**

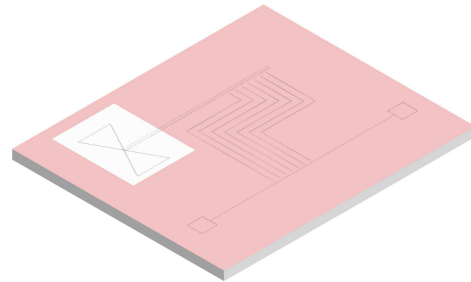
Les motifs en pointillés représentent le dispositif fabriqué sur la face avant.

Etape 9 : dépôt d'aluminium

- dépôt de 200 nm, 1 nm/sec

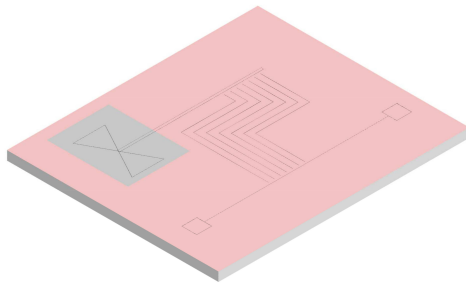
Etape 10 : lithographie 3

- étalement de la résine AZ1512HS : 4000 tr/min (60 sec), recuit 110°C (90 sec)
- lithographie - masque M1.1 - *soft contact* - 6 mW/cm²
- développement AZ developer (25 sec)
- rinçage et séchage

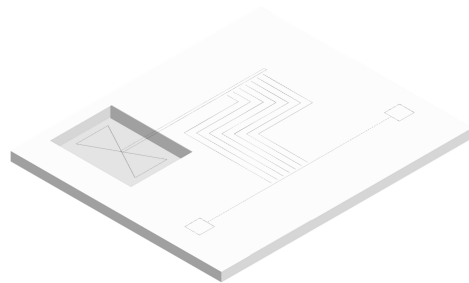


Etape 11 : gravure de l'aluminium

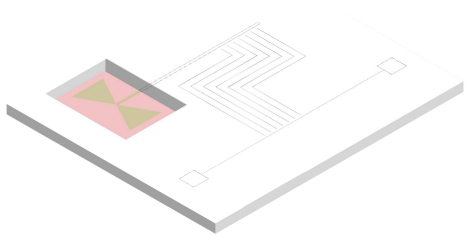
- *Alu etch*, 30 nm/min, (120 sec)
- rinçage, séchage

**Etape 12 : gravure profonde**

- procédé Bosch :
 - passivation : coil 1200 W, platen 20 W
 - C₄F₈ (250 sccm) - 2.2 sec.
 - gravure : coil 1780 W, platen 130 W - SF₆ (450 sccm) et O₂ (45 sccm) - 7,5 sec.
- 15 μm/min (120 cycles)
- masque d'aluminium
- contrôle de la profondeur de gravure par profilométrie

**Etape 8 : gravure au difluorure de xénon**

- 50 cycles de 30 sec. à 3 Torr

**Etape 8 : nettoyage**

- acétone, éthanol
- séchage



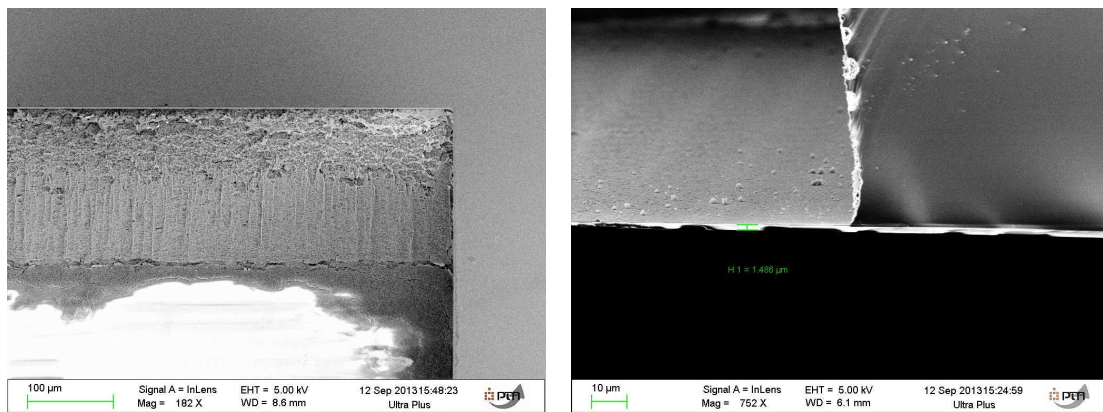


FIGURE 5.7 – Inspection au microscope électronique à balayage d'une membrane de SiN (cassée). A gauche : vue du motif à 45° ; le masque d'aluminium est visible sur la partie supérieure, le flanc présente des oscillations (appelées scalloping) et correspondant à la succession des cycles de gravure durant le procédé Bosch. A droite : à gauche : Vue en coupe, l'épaisseur de la membrane est ici estimée à environ 1,5 µm

Chapitre 6

Dispositif expérimental

Sommaire

6.1 Introduction	91
6.2 Cryogénie	91
6.3 Optique	93
6.3.1 Sources	93
6.3.2 Filtres	95
6.3.3 Lentilles	96
6.4 Fixation de l'échantillon	96
6.5 Electronique de mesure	97

6.1 Introduction

Ce travail de recherche s'inscrit dans un contexte expérimental riche qui représente une part importante du travail de développement. La cryogénie, en particulier, est une technique exigeante ; outre le bon fonctionnement du cryostat qui relève souvent du défi, l'impossibilité d'accéder à l'échantillon ou à l'optique pendant la mesure nécessite une préparation rigoureuse pour mener des expériences réussies. De plus, le temps du cycle de refroidissement (environ 3 jours) limite grandement le nombre de mises à froid. Ce chapitre a pour but de présenter les différents outils expérimentaux utilisés lors de la caractérisation électro-optique des KID : la machine cryogénique, l'appareillage optique et l'électronique de lecture. Un schéma d'ensemble du dispositif expérimental est présenté en figure 6.1.

6.2 Cryogénie

La température de fonctionnement idéale des détecteurs KID en aluminium se situant aux environs de 100 mK car à cette température, et pour les applications au sol, les pertes sont limitées quasi-particules créées par les photons incidents. Ceux-ci nécessitent donc, par exemple,

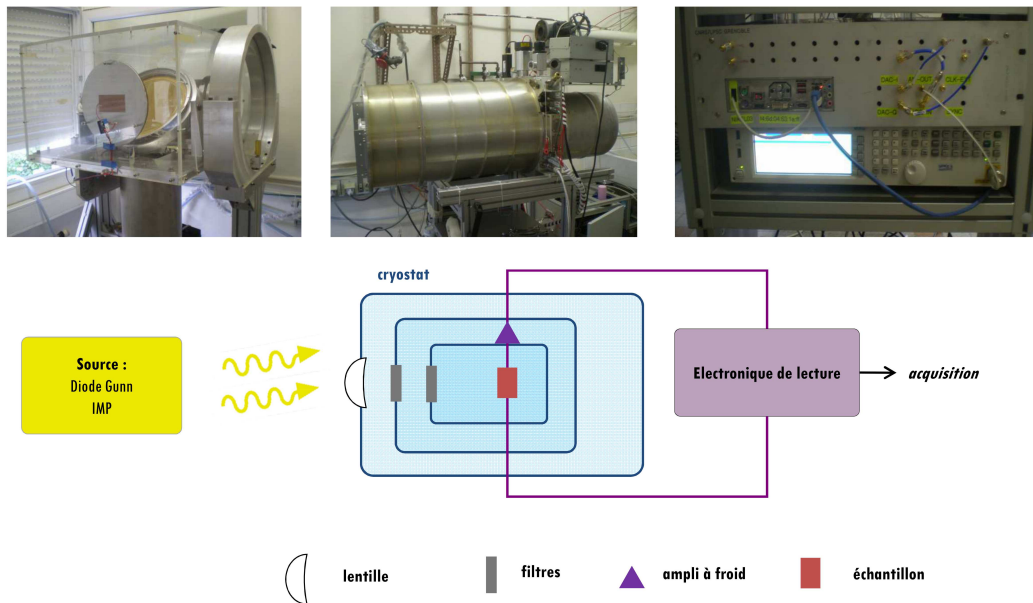


FIGURE 6.1 – Schéma simplifié d'une expérience de caractérisation optique. La puissance lumineuse issue de la source est focalisée par la lentille. Un jeu de filtres permet de ne garder que les fréquences d'intérêt pour la mesure. Excepté l'amplificateur à froid (4K), l'électronique de lecture est gardée à température ambiante. Par soucis de simplicité, l'ensemble des écrans du cryostat ainsi que le porte échantillon ne sont pas représentés.

l'utilisation d'un cryostat à dilution. Deux cryostats ont été utilisés pour effectuer les mesures présentées dans cette thèse, le SIONLUDI et la CAMERA. Le SIONLUDI est utilisé pour les mesures préliminaires sur les échantillons, notamment la mesure du facteur de qualité des résonateurs, de la position des résonances Au cours de cette thèse, il a été équipé de filtres optiques, il permet donc aussi d'estimer la réponse optique des détecteurs. La CAMERA permet la caractérisation électro-optique de deux échantillons simultanément grâce à un filtre dichroïque utilisé comme lame semi-réfléchissante. Les mesures spectrales présentées dans cette thèse ont été réalisées à l'aide du cryostat CAMERA et d'un spectromètre de Martin-Pupplet. Nous décrivons ici le principe de fonctionnement du SIONLUDI, celui de la CAMERA est quasiment identique.

SIONLUDI est un cryostat à dilution inversé inventé au laboratoire ; contrairement aux configurations traditionnelles, les parties froides sont situées vers le haut. Cinq platines positionnées les unes sur les autres présentent respectivement des températures de 70 K, 20 K, 4 K, 1 K et 0.1 K. Différents moyens permettent l'isolation thermique de ces différents étages. Tout d'abord, ces platines sont séparées par des pieds en inox qui permettent à la fois un bon découplage thermique et une stabilité mécanique. Ensuite, une série d'écrans agencés à la manière de poupées russes réduit l'apport de chaleur par rayonnement. Enfin, l'ensemble des étages est situé dans un vide secondaire (de l'ordre de 10^{-8} mbar) qui limite le transfert thermique par convection.

Le principe de fonctionnement du SIONLUDI est schématisé sur la figure 6.2. Le cryostat pos-

sède deux circuits de fluides distincts; un circuit ouvert de ^4He et un circuit fermé de $^3\text{He}/^4\text{He}$. Ce dernier admet deux variantes suivant que le mélange est injecté par voie rapide avec un fort débit (parties rouges de la figure 6.2) ou par voie lente avec un faible débit (parties vertes de la figure 6.2). Le refroidissement s'effectue en deux phases. Tout d'abord, une phase de prérefroidissement qui permet de refroidir les trois premiers étages (70K, 20K et 4K) à leur température de base et de refroidir le mélange $^4\text{He}/^3\text{He}$ à 4 K. A cette fin, une surpression (100 mbar à 300 mbar) est introduite dans un vase d' ^4He liquide situé sous le cryostat. L' ^4He remonte le long de tuyaux directement dans la boîte à 4 K. Il redescend ensuite sous forme gazeuse au travers d'un échangeur en refroidissant les étages inférieurs. Un régulateur de débit est installé en aval de cet échangeur à température ambiante. L'hélium chaud est récupéré par le liquéfacteur du CNRS. Durant la phase de prérefroidissement le mélange qui est injecté par la voie *rapide* échange de la chaleur avec l'ensemble des parties du cryostat, il permet donc de refroidir à 4 K les bouilleurs et la boîte à mélange. Durant la deuxième phase, le mélange est injecté par la voie *lente* et il se thermalise dans la boîte à 4K. Des détentes Joule-Thompson situées avant et après le bouilleur 1 poursuivent le refroidissement. Le mélange est alors injecté dans la boîte à mélange où il se condense en deux phases : une phase concentrée, riche en ^3He , et une phase diluée, pauvre en ^3He . Dans le bouilleur, le pompage provoque l'évaporation de l' ^3He dont la pression de vapeur saturante est largement supérieure à celle de l' ^4He . Le changement de concentration des deux isotopes dans la phase diluée entraîne alors le passage d'atomes d' ^3He de la phase concentrée à la phase diluée auquel est associé un prélèvement de chaleur. C'est le principe de fonctionnement du cryostat à dilution. Ce cryostat fonctionne en cycle fermé; l' ^3He pompé est ré-injecté en continu dans la boîte à mélange par la voie lente. En pompant sur la phase diluée en permanence, on peut atteindre des températures inférieures à 100 mK . Dans le cas présent, la température de base est limitée par les apports de chaleur du câblage, de l'ouverture optique et du rayonnement thermique des étages supérieurs.

6.3 Optique

6.3.1 Sources

Corps noirs et chopper

Le plus souvent, les sources utilisées en instrumentation millimétrique sont des plaques d'ec-cosorb, un matériau très absorbant que nous assimilons à un corps noir [61]. Pour éliminer le bruit thermique à basse fréquence issu des fluctuations de l'environnement expérimental, il est d'usage de moduler la puissance entre deux corps noirs de température différentes, la température ambiante, 300 K et la température de l'azote liquide, 77K. Une telle source est appelée *chopper*. La modulation est obtenue, par exemple, par la rotation d'une hélice recouverte d'Eccosorb (source à 300 K) devant un réservoir transparent aux ondes millimétriques, rempli d'azote et contenant une plaque d'Eccosorb (source à 77 K). Un stage de Master 1, supervisé dans le cadre de cette thèse, a consisté à concevoir un chopper dédié au SIONLUDI et contrôlable à distance. Cette source a permis la validation des filtres lors du passage à la version optique de ce cryostat [62].

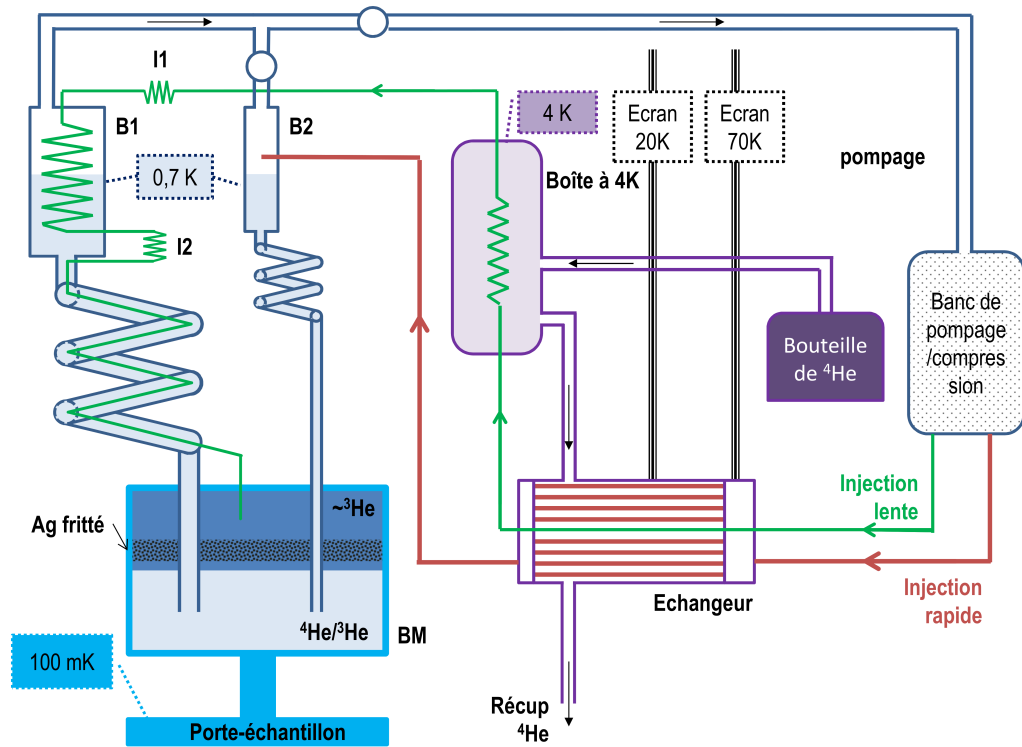


FIGURE 6.2 – Schéma du cryostat SIONLUDI. Le mélange de $^3\text{He}/^4\text{He}$ circule dans les parties bleues, rouges et vertes. Les parties violettes représentent le circuit de prérefroidissement. B1, B2 : Bouilleurs 1 et 2, BM : Boîte à mélange, I1, I2 : Impédances 1 et 2.

Interféromètre de Martin-Pupplet

L'interféromètre de Martin-Pupplet (IMP) a été conçu et fabriqué au laboratoire dans le cadre d'une thèse précédente [21], la section 2.1.1 explique son principe de fonctionnement. Cet instrument génère une puissance de sortie modulée entre deux corps noirs à 300 K et 77 K à la fréquence maximale de 20 Hz. Un réservoir à azote, fixé sur l'instrument, permet la réalisation de mesures sur plusieurs heures sans intervention. Avec un polariseur d'entrée de 26 cm de diamètre, la taille du faisceau de cet IMP est relativement grande. Associée à un déplacement maximal du miroir de 2 cm (permettant donc une différence de marche maximale de 4 cm), elle permet une résolution spectrale de 7,5 GHz sur une gamme de fréquence de 50 GHz à 3000 GHz. Enfin, le fonctionnement de l'interféromètre est entièrement contrôlé à distance et intégré au logiciel d'acquisition. Cet instrument est utilisé couramment pour la mesure de la réponse en fréquence des détecteurs, on verra qu'il peut aussi être utilisé pour caractériser et calibrer le SWIFTS.

Diode Gunn

Une diode Gunn est un composant semiconducteur actif émettant des ondes monochromatiques dans le domaine des micro-ondes [63]. Les puissances émises par les diodes du laboratoire sont comprises entre quelques mW et quelques dizaines de mW. Dans notre cas, la diode Gunn est très pratique puisqu'elle permet de connaître parfaitement la forme de l'interférogramme dans le guide du SWIFTS. Comme pour les corps noirs, ces sources sont modulées, soit en les associant à un chopper soit par l'électronique.

6.3.2 Filtres

Chaque écran du cryostat est équipé d'un filtre optique. Ceux-ci permettent de réduire la puissance optique pénétrant dans les parties froides en coupant toutes les fréquences non désirables. L'écran à 70 K est équipé d'un filtre en Zitex, (un film de téflon poreux) diffusant les radiations infrarouges [64]. Les écrans 20 K, 4 K et 1 K sont équipés de filtres à maille métallique coupant la lumière à 990 GHz, 660 GHz et 300 GHz respectivement. Enfin un filtre à maille passe-bande centré sur 150 GHz est installé sur l'écran à 100 mK. Les filtres à maille, fabriqués sur couches de cuivre présentent des motifs de dimensions comparables à la longueur d'onde. Deux motifs de base existent ; les motifs sous forme de grille agissent comme des filtres inductifs ou passe-haut. La géométrie complémentaire donne des filtres capacitifs ou passe-bas [65] [66] [67]. Ces filtres et leur schéma électrique équivalent sont représentés sur la figure 6.4. En pratique, les filtres sont conçus en composant avec ces motifs de base, on peut par exemple surposer plusieurs filtres de géométries légèrement différentes pour accentuer une coupure ou associer les deux motifs (on obtient alors un réseau de croix) pour obtenir un filtre passe-bande. Les filtres à maille que nous utilisons sont fabriqués par QMC Instrument (Université de Cardiff), le filtre passe-bande est développé au laboratoire [21].

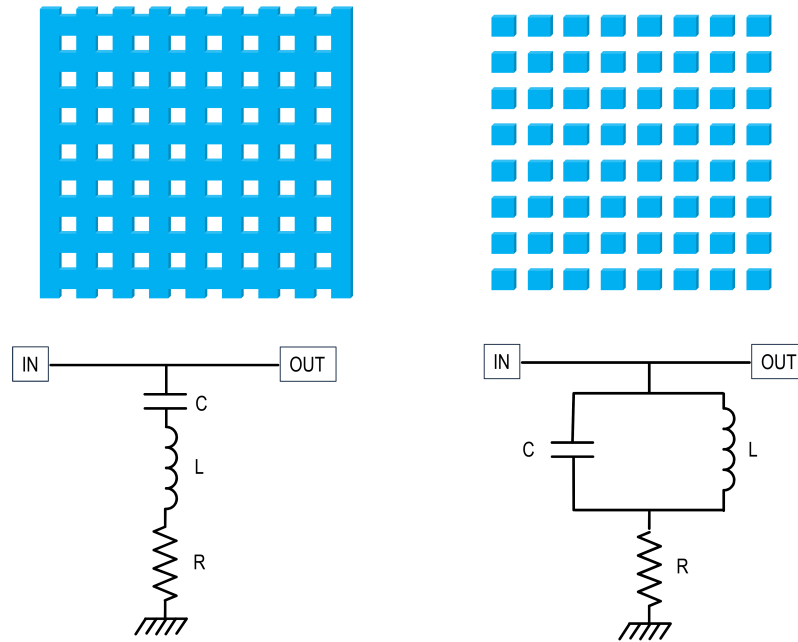


FIGURE 6.3 – Géométrie des filtres à maille inductif, à gauche, et capacitif, à droite et leur circuit électrique équivalent

6.3.3 Lentilles

Les lentilles utilisées en optique millimétrique sont faites de polyéthylène haute densité ($n = 1,56$) complètement transparent à ces longueurs d'onde. Leur surface corrugée permet un changement progressif de l'indice de propagation de l'onde et une réduction des réflexions.

L'optique des cryostats est dimensionnée par simulation optique sur le logiciel Radiant Zemax. Dans le cas du SIONLUDI, elle se limite à une seule lentille positionnée sur l'enceinte à vide à 300 K et qui permet la focalisation de la puissance entrante près de la surface de l'échantillon, voir figure 6.5.

6.4 Fixation de l'échantillon

Les premiers porte-échantillons utilisés pour les mesures sur SWIFTS étaient conçus pour les échantillons NIKA de taille plus grande (20 mm x 20 mm). Ces porte-échantillons ne permettant pas facilement des mesures sur la CAMERA, une pièce dédiée au SWIFTS a été fabriquée, voir figure 6.6. Elle prend en compte les problèmes de lumière parasite rencontrés lors des premières mesures (section 7.3.2) en réduisant l'illumination de l'échantillon à la région correspondant à

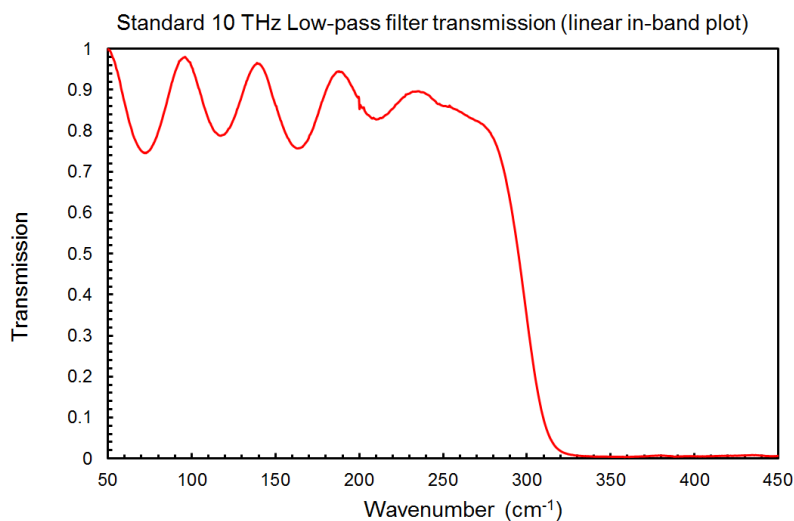


FIGURE 6.4 – Exemple de transmission pour un filtre passe-bas à 10 THz de QMC instrument

l'antenne. L'échantillon est relié aux connecteurs du porte-échantillon par micro-soudures d'aluminium.

6.5 Electronique de mesure

Le principe de lecture mis en œuvre dans les expériences avec les KID consiste à générer les signaux capables d'exciter les résonateurs et d'analyser la réponse du circuit. L'observation de la réponse d'un KID est donc possible avec un simple analyseur vectoriel, c'est d'ailleurs le premier outil utilisé pour caractériser ces détecteurs. Cependant l'utilisation simultanée de multiples détecteurs, comme dans le cas du SWIFTS, nécessite une électronique de lecture. Le multiplexage fréquentiel des détecteurs KID est un de leurs avantages principaux. Il permet la lecture d'un grand nombre de détecteurs sans électronique froide à l'exception d'un amplificateur situé sur l'étage 4K. L'électronique de lecture, à l'extérieur du cryostat, est en revanche assez complexe. La programmation de cartes **FPGA** (Field Programmable Gate Array) demande en particulier un grand travail de développement. Le schéma de l'électronique de lecture est présenté en figure 6.7, nous décrivons ici brièvement son fonctionnement. Tout d'abord, les résonateurs sont excités par un peigne de fréquences centrées sur les fréquences de résonance. Ces fréquences (ou 'tones') sont d'abord générées à basse fréquence par le FPGA dans une bande de quelques centaines de MHz. Elles sont ensuite converties à plus haute fréquence à l'aide d'un mélangeur IQ et d'une porteuse. En amont des détecteurs, une série d'atténuateurs réduit progressivement la puissance du signal autour de -70 dBm par tone. Le comportement non linéaire des résonateurs pour des puissances plus élevées rend en effet la mesure difficile. En sortie du cryostat, un deuxième mélangeur piloté

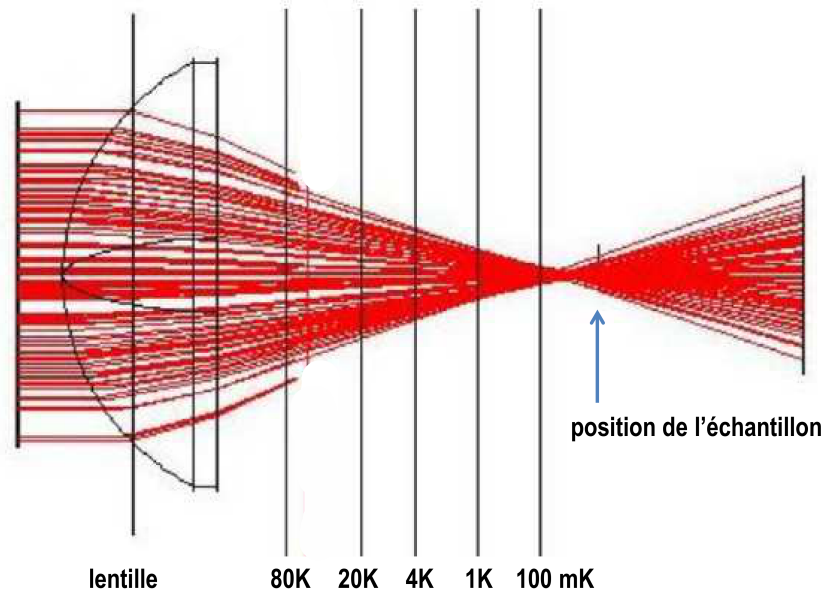


FIGURE 6.5 – *Optique du cryostat SIONLUDI (simulation Zemax). Le point de focalisation de la lentille se situe quelques millimètres avant la surface de l'échantillon*

par la même porteuse permet de reconvertir le signal à basse fréquence. La méthode de mesure est alors basée sur une détection synchrone ; pour chaque fréquence, le signal de sortie est multiplié par un signal image du signal d'excitation en phase ou en quadrature. Les moyennes temporelles des deux signaux obtenus correspondent alors aux réponses I (*In phase*) et Q (*in Quadrature*) de chaque détecteur à partir desquelles on déduit Δf qui est proportionnel à la puissance incidente (section 3.3.1). La carte électronique utilisée pour les mesures sur SWIFTS est celle conçue pour les détecteurs du projet NIKA [68]. Elle présente une bande passante de 400 MHz, une résolution en fréquence d'environ 1kHz ce qui est largement suffisant pour les mesures envisagées sur les échantillons SWIFTS. Enfin, il est important de souligner l'importance de l'amplificateur à froid dans la chaîne de détection. On le caractérise par son gain G et sa température de bruit T_n , c'est à dire la température à laquelle le bruit thermique aux bornes d'une résistance de 50 ohm égale celui de l'amplificateur. Le rapport G/T_n impacte grandement sur le bruit final de la mesure. Les autres amplificateurs ont moins d'importance, le signal ayant déjà été amplifié. Par exemple, le bruit thermique de l'amplificateur à froid de la CAMERA est proche de 4K. A ce jour, la sensibilité des mesures sur KID est limitée par le bruit de l'amplificateur à froid.

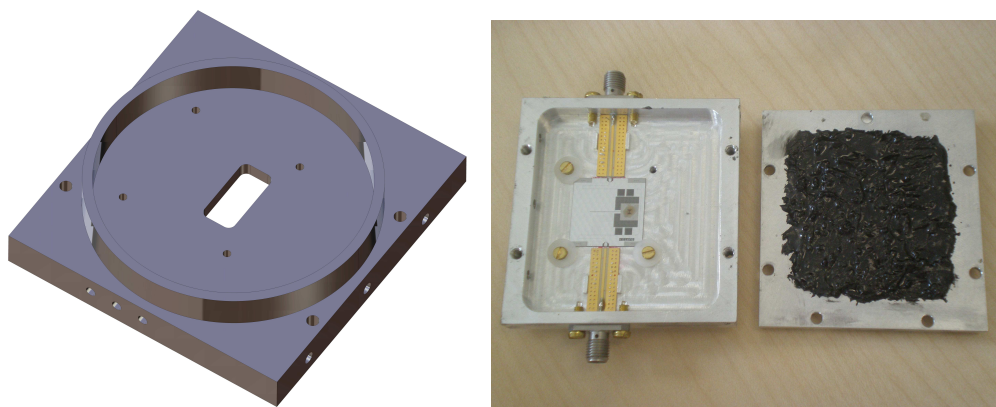


FIGURE 6.6 – Porte échantillon conçu pour les mesures sur les échantillons SWIFTS2. A gauche : La fenêtre pratiquée est conçue pour limiter l'illumination à la surface collectrice de l'antenne. A droite : échantillon monté, les parties noircies absorbent le rayonnement millimétrique

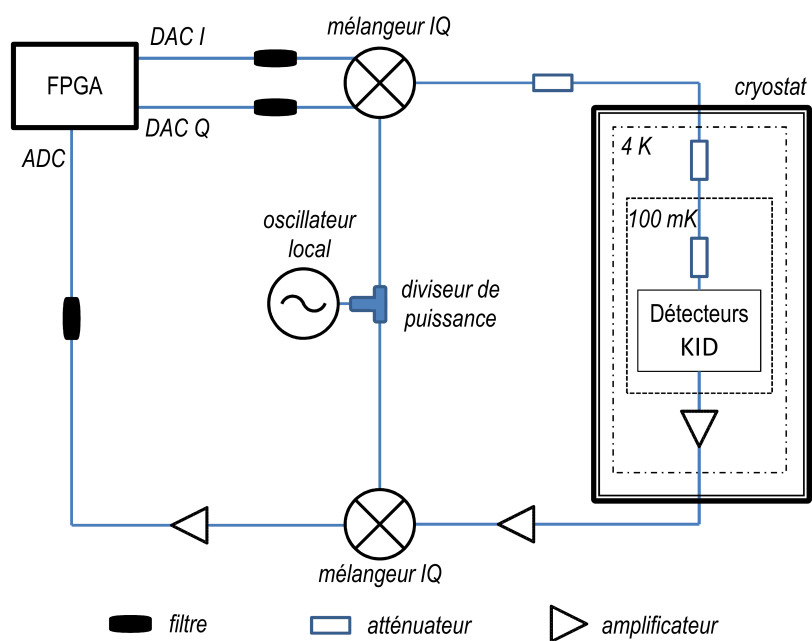


FIGURE 6.7 – Architecture générale de l'électronique de lecture

Chapitre 7

Mesures expérimentales : méthode et résultats

Sommaire

7.1 Introduction	101
7.2 Mesures sur résonateurs quart-d'onde	102
7.2.1 Dépendance du facteur de qualité interne avec le champ magnétique . .	102
7.2.2 Mesures sur les échantillons TEST	103
7.3 Mesures sur spectromètres SWIFTS	107
7.3.1 Caractérisation d'un SWIFTS avec un interféromètre de Martin-Puplett .	107
7.3.2 Echantillons SWIFTS1	113
7.3.3 Echantillons SWIFTS2	118

7.1 Introduction

Les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre s'organisent en deux sections :

- Dans la première section, nous présentons les mesures réalisées sur des résonateurs quart-d'onde seuls (échantillons TEST). Ces mesures ont d'abord été entravées par l'interaction du champ magnétique environnant avec les détecteurs qui dégradait Q_i de façon importante. Nous donnerons quelques détails sur ce problème et la solution adoptée pour le résoudre, puis les résultats des mesures elles-mêmes.
- La deuxième section concerne ensuite les mesures faites sur SWIFTS1.1 et sur SWIFTS2.2. Les autres échantillons SWIFTS dont la conception a été détaillée dans le chapitre 5 n'ont pas pu être caractérisés, soit par manque de temps soit parce que la fabrication n'a pas pu être menée à son terme. De plus, au cours de cette thèse, une source de type diode Gunn n'était pas disponible et les mesures présentées concernent essentiellement la réponse des

détecteurs de SWIFTS à une source de type Martin-Pupplet. Il est difficile, intuitivement, d'anticiper la réponse des détecteurs d'un SWIFTS à une source interférentielle. Celle-ci sera d'abord dérivée mathématiquement afin de donner une vision correcte de l'expérience (nous verrons qu'elle peut être utilisée comme étape de calibrage) et d'analyser les résultats expérimentaux de façon pertinente.

7.2 Mesures sur résonateurs quart-d'onde

7.2.1 Dépendance du facteur de qualité interne avec le champ magnétique

Les travaux de caractérisation des résonateurs ont été ralentis par une anomalie concernant leur facteur de qualité interne, beaucoup trop faible ($< 10^3$) lorsqu'ils étaient testés sur le cryostat SIONLUDI. Les mêmes résonateurs mesurés sur la CAMERA présentent des Q_i supérieur à 10^5 . Un exemple est représenté sur la figure 7.1. Ce problème ne concernait que les résonateurs quart-d'onde, le Q_i des LEKID est normal sur le SIONLUDI. De multiples tests ont été lancés pour déterminer l'origine du problème. L'hypothèse première concernait les pertes thermiques dans la masse du circuit de lecture. Les résonateurs quart-d'onde sont en effet reliés à la masse à la différence des LEKID. Mais l'ajout de DC blocks et le renforcement de la thermalisation des câbles et/ou leur remplacement n'a pas été concluant. La dégradation du Q_i des KID quart-d'onde s'est avérée être due à l'interaction du champ magnétique ambiant (le champ magnétique terrestre) avec les résonateurs. Le blindage de deux écrans du SIONLUDI (70 K et 1 K) par un film métallique amorphe [69] est suffisant pour résoudre ce problème. La dégradation de Q_i a pour origine le piégeage de vortex magnétiques dans la ligne centrale du résonateur lors du passage de la transition supraconductrice. Ces vortex, qui agissent comme centres dissipateurs, sont créés lorsque le champ magnétique environnant est supérieur à une valeur seuil critique indiquée dans la littérature : $B_C \approx \Phi_0/w^2$ avec $\Phi_0 \approx 2 \times 10^{-15} T.m^2$ le quantum de flux magnétique et w la largeur de la ligne dont est constitué le résonateur [70][71]. L'origine magnétique des faibles Q_i observés a pu être confirmée en mesurant dans les mêmes conditions (sans écrantage magnétique) des résonateurs quart-d'onde (issus d'un projet de recherche différent) dont la largeur de la ligne centrale est de $5 \mu m$ au lieu de $12 \mu m$ pour les résonateurs des échantillons TEST : leur facteur de qualité est en effet largement supérieur ($> 10^5$), et les valeurs numériques de B_C correspondantes indiquent que le champ magnétique terrestre est probablement la source du mécanisme dissipateur :

$$\begin{aligned} B_C(w = 12 \mu m) &= \frac{\Phi_0}{(12 \mu m)^2} \approx 1.3 \times 10^{-5} \approx B_{Terre} \\ \text{et : } B_C(w = 5 \mu m) &= \frac{\Phi_0}{(5 \mu m)^2} \approx 8 \times 10^{-5} > B_{Terre} \end{aligned} \quad (7.1)$$

Une autre indication renforce cette explication ; après blindage magnétique Q_i dépend encore de l'orientation de l'échantillon. Lorsque la normale à la surface de l'échantillon est orientée dans la direction de l'axe des cylindres écrans, Q_i est plus faible ($\sim 10^5$) que lorsqu'elle est orientée perpendiculairement à elle ($\sim 10^6$), voir figure 7.1. Ceci est cohérent car les écrans étant ouverts à leur base, le blindage magnétique est moins performant pour la composante du champ parallèle

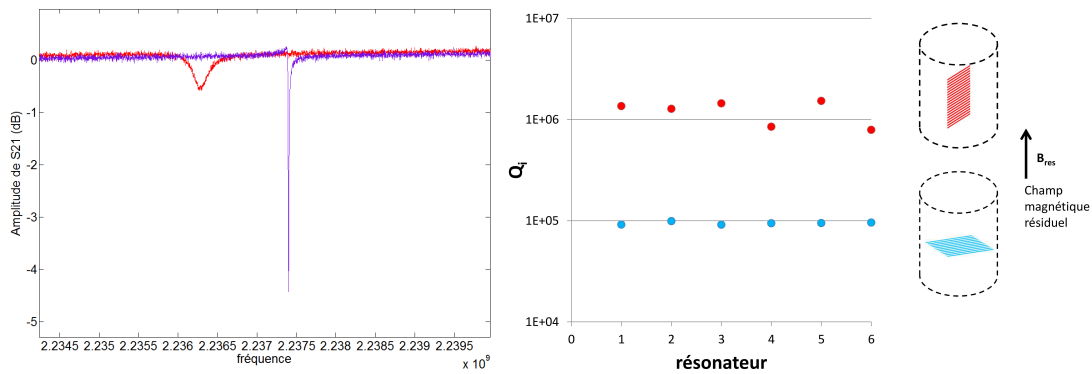


FIGURE 7.1 – A gauche : transmission d'un même résonateur mesuré dans le SIONLUDI avant blindage magnétique des écrans (courbe rouge) et dans la CAMERA (courbe bleue). Dans le SIONLUDI, le facteur de qualité est de l'ordre de 10^3 seulement. Pour faciliter la lecture, les niveaux de transmission ont été égalisés à 0 dB. A droite : après blindage magnétique, le facteur de qualité dépend de l'orientation de l'échantillon.

à l'axe des écrans. Il reste donc un champ résiduel même après écrantage mais celui-ci limite le Q_i à 10^5 ce qui ne constitue pas un problème pour nos mesures. Ce problème n'avait pas encore été observé dans notre laboratoire dans la mesure où des résonateurs (quart-d'onde ou de type LEKID) avec $w > 5\mu m$ n'avaient jamais été caractérisés.

7.2.2 Mesures sur les échantillons TEST

Facteur de qualité externe : TEST.1

Le facteur de qualité de couplage est déterminé pour différentes géométries de couplage, celles-ci sont définies par les trois paramètres L , f et g explicités en figure 7.2. Pour chaque géométrie, un groupe de six résonateurs identiques est caractérisé.

Il est important de noter que puisque Q_c varie en $1/f_0^2$ (voir équation 3.47), les valeurs mesurées sont corrigées d'un facteur $(f_0/2,5 GHz)^2$, en d'autres termes nous représentons le facteur de qualité de couplage Q_c en fonction de la géométrie pour $f_0 = 2,5 GHz$. Pour la plupart des géométries, Q_c est trop élevé pour l'application visée ; nous verrons en effet dans le paragraphe suivant qu'un facteur de qualité de couplage optimal se situe autour de 8×10^4 .

On constate que ces mesures ne concordent pas avec les résultats des simulations présentés en 4.3 ; par exemple, Q_c simulé pour la géométrie 60-8-6 ($\approx 5 \times 10^5$) est très différent de la moyenne mesurée pour une géométrie très similaire : 55-8-6 ($\approx 8 \times 10^4$). L'hypothèse privilégiée aujourd'hui pour expliquer l'origine de ces différents Q_c est la présence de modes de propagation de type *slot* dans la ligne de transmission CPW : ces modes parasites dont l'impédance est forcément différente de celle de la ligne de transmission peuvent provoquer la formation d'ondes stationnaires susceptibles de modifier localement le couplage au résonateur (la figure 4.15 donne une repré-

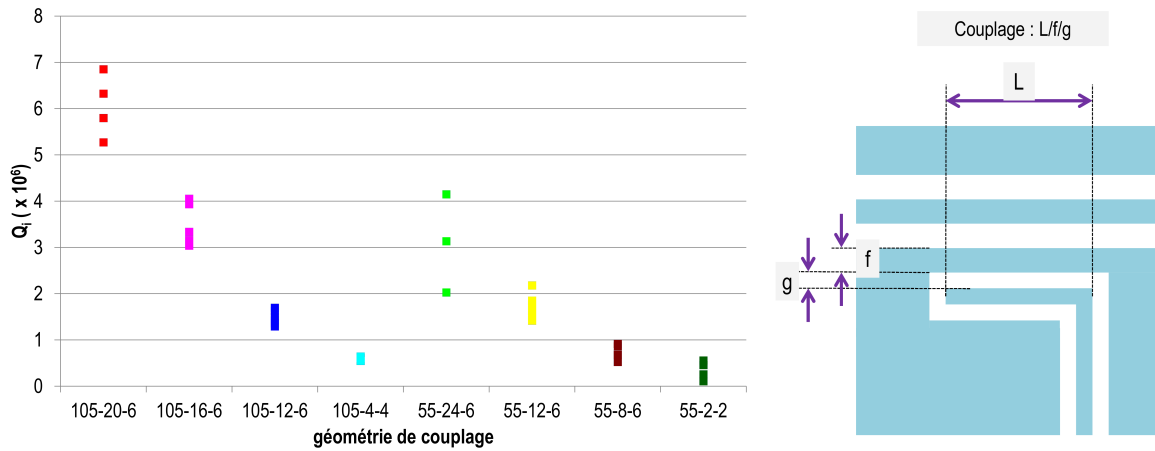


FIGURE 7.2 – A gauche : Facteur de qualité de couplage Q_c en fonction de la géométrie, chaque point représente un résonateur. A droite : La géométrie de couplage est définie par les trois paramètres L , f et g .

sentation d'un mode *slot*). Cette hypothèse est renforcée par des mesures récentes sur les grandes matrices de détecteurs KID : lorsque des micro-soudures relient la masse de chaque côté de la ligne de transmission (et défavorisent donc la propagation des modes *slot*), les facteurs de qualité sont plus homogènes sur l'ensemble de la matrice [72]. Le dimensionnement de la géométrie de couplage pour des échantillons SWIFTS2 est basé sur les mesures sur TEST1 ; nous avons fait le choix d'une géométrie 55-4-4 visant un $Q_c \approx 8 \times 10^4$. Nous verrons cependant que les Q_c mesurés sur SWIFTS2 sont plus élevés ($\approx 1,5 \times 10^5$).

Ainsi, ni les simulations, ni les mesures ne permettent de garantir à l'avance une valeur bien déterminée de Q_c . Dans l'état actuel de nos connaissances, il est raisonnable de penser que les simulations donnent une valeur correcte de Q_c pour le mode CPW seul et que le Q_c mesuré dépend toujours de la présence ou non de modes parasites dans l'échantillon en question.

Facteur de qualité interne : TEST.2 et TEST.3

Les échantillons TEST.2 et TEST.3 permettent de vérifier expérimentalement l'absence de dégradation du facteur de qualité interne de résonateurs utilisés en configuration SWIFTS. Les résultats présentés ici sont issus de mesures réalisées sans lumière et après blindage magnétique des écrans du cryostat.

Sur l'échantillon TEST.2, le facteur de qualité interne Q_i des résonateurs est mesuré en fonction de la distance d entre le guide d'onde et le résonateur. Pour chaque valeur de d , 5 résonateurs sont testés, les résultats des mesures sont présentés en figure 7.3. Aucune dépendance entre Q_i et d n'est mise en évidence et de plus, pour tous les résonateurs caractérisés, Q_i est très largement supérieur aux besoins de l'application ($\approx 8 \times 10^4$). Nous pouvons donc affirmer que la présence

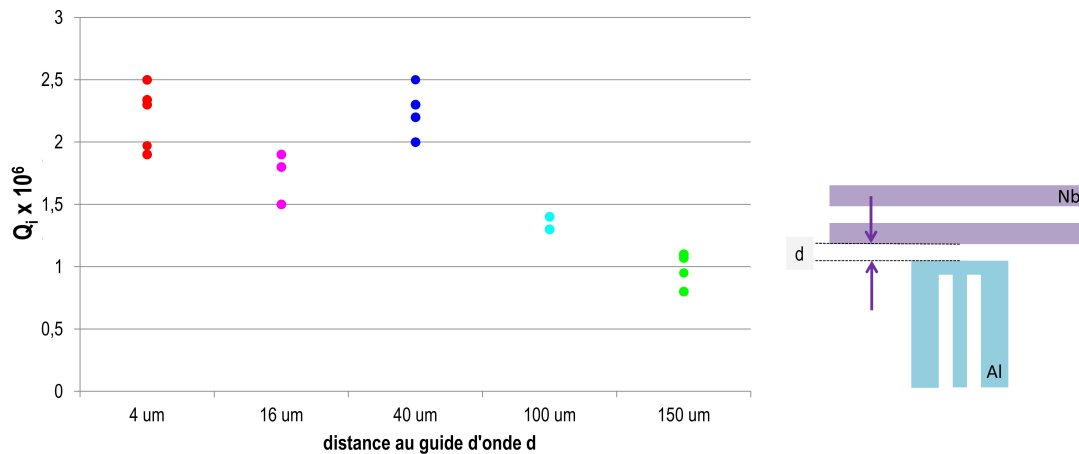


FIGURE 7.3 – A gauche : facteur de qualité interne en fonction de la distance d au guide d'onde. Chaque point représente un résonateur. A droite, le paramètre d est mis en évidence.

du guide d'onde ne dégrade pas Q_i pour $d \geq 4 \mu\text{m}$ comme on aurait pu le craindre, c'est donc un premier résultat important.

Sur l'échantillon TEST.3, Q_i est mesuré en fonction de T , la largeur du court-circuit dans sa configuration en 'T', voir figure 7.4. Comme précédemment, aucune tendance n'est relevée, Q_i n'est pas dégradé dans ce cas non plus.

Au delà de ce constat (qui reste l'information capitale de ces mesures), la dispersion des résultats sur Q_i s'explique par tous les mécanismes de pertes susceptibles d'affecter Q_i , par exemple la présence localisée d'impuretés dans la couche ou dans le substrat.

Mesure de Q_i avec illumination

Il est important de mesurer Q_i dans des conditions d'illumination voisines de celles de l'application envisagée. C'est en effet cette valeur que nous cherchons à approcher dans le choix de Q_c . Des valeurs de Q_i et Q_c voisines garantissent en effet un bon compromis entre sensibilité, dynamique et facilité de lecture des résonances. Ceci explique aussi que la conception des résonateurs s'appuie à la fois sur des résultats de simulation et des travaux expérimentaux. Dans notre cas, le Q_i mesuré sous illumination est voisin de $8 \cdot 10^4$.

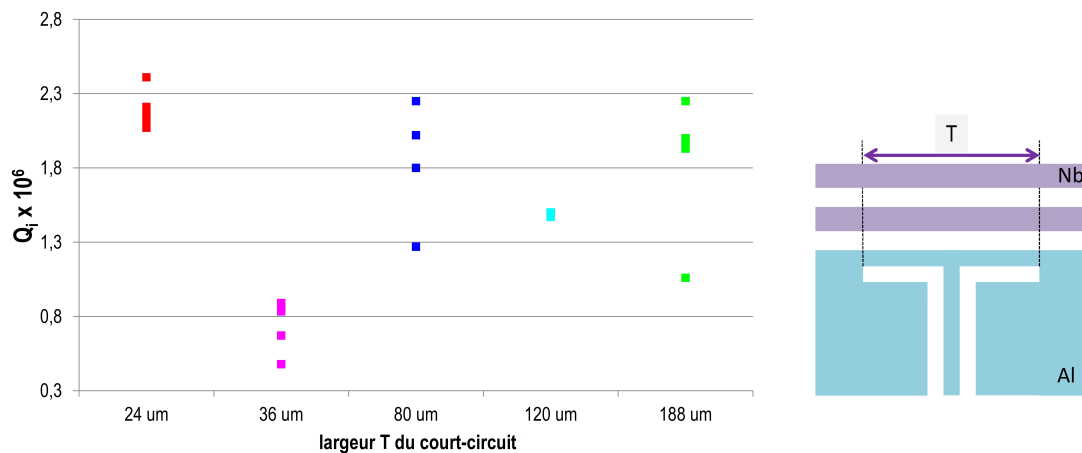


FIGURE 7.4 – *A gauche : facteur de qualité interne en fonction de la largeur T du court-circuit. Chaque point représente un résonateur. A droite, le paramètre T est mis en évidence.*

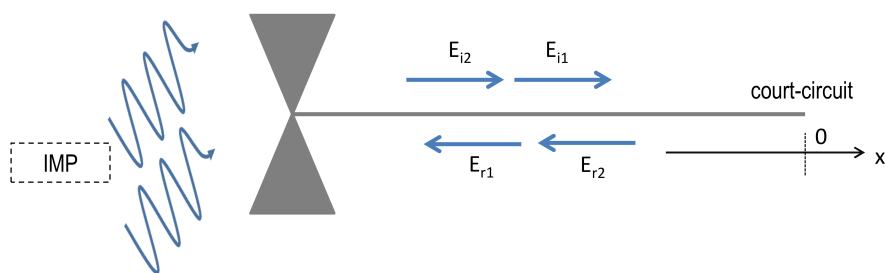


FIGURE 7.5 – *Représentation schématique des ondes interférant dans le guide du SWIFTS lorsque la source est un IMP. Dans 7.3.1, les ondes sont exprimées dans l'axe x représenté dans le schéma.*

7.3 Mesures sur spectromètres SWIFTS

7.3.1 Caractérisation d'un SWIFTS avec un interféromètre de Martin-Puplett

Nous dérivons ici l'expression de la figure d'interférence présente dans le guide du SWIFTS lorsque la source est un interféromètre de Martin-Puplett. La modulation de puissance ω_p induite par l'interféromètre étant de toute façon très grande devant ω , on ne la considérera pas. De même, on ne considère pas par l'instant le prélèvement de puissance effectué par les détecteurs et l'indice n du guide d'onde. Dans ce cas, 4 ondes interfèrent dans le guide du SWIFTS : les deux ondes issues de l'IMP, $E_{i1}(x, t)$ et $E_{i2}(x, t)$ et les deux ondes issues de leur réflexion sur le miroir du SWIFTS $E_{r1}(x, t)$ et $E_{r2}(x, t)$ (voir figure 7.5) :

$$\begin{aligned} E_{i1}(x, t) &= E_0 \cos(-kx + \omega t) \\ E_{i2}(x, t) &= E_0 \cos(-k(x + 2\delta l) + \omega t) \\ E_{r1}(x, t) &= E_0 \cos(kx + \omega t + \pi) \\ E_{r2}(x, t) &= E_0 \cos(k(x - 2\delta l) + \omega t + \pi) \end{aligned} \quad (7.2)$$

δl est la position du miroir de l'IMP à laquelle on associe une différence de marche $2\delta l$. Le champ résultant $E_s(x, t)$ dans le guide est la somme de ces quatre ondes :

$$\begin{aligned} E_s(x, t, \delta l) &= E_0 [\cos(-kx + \omega t) + \cos(kx + \omega t + \pi) + \cos(-k(x + 2\delta l) + \omega t) + \cos(k(x - 2\delta l) + \omega t + \pi)] \\ &= E_0 [\cos(-kx - k\delta l + \omega t + k\delta l) + \cos(-kx - k\delta l + \omega t - k\delta l) \\ &\quad - \cos(kx + k\delta l + \omega t - k\delta l) - \cos(kx - k\delta l + \omega t - k\delta l)] \\ &= 2E_0 \cos(k\delta l) [\cos(-kx - k\delta l + \omega t) - \cos(kx - k\delta l + \omega t)] \end{aligned} \quad (7.3)$$

et l'intensité de l'onde stationnaire en fonction de la position dans le guide x s'écrit :

$$\begin{aligned} I(x, \delta l) &= \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T E_s^2(x, t) dt \\ &= 4E_0^2 \cos^2(k\delta l) \left(1 - 2 \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \cos(-kx - k\delta l + \omega t) \cos(kx + k\delta l + \omega t) dt \right) \\ &= 4E_0^2 \cos^2(k\delta l) \left(1 - \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T (\cos(2\omega t - 2k\delta l) + \cos(2kx)) dt \right) \\ &= 4E_0^2 \cos^2(k\delta l) (1 - \cos(2kx)) \\ &= 2E_0^2 \underbrace{(1 + \cos(2k\delta l))}_{\text{terme IMP}} \underbrace{(1 - \cos(2kx))}_{\text{terme de Lippmann}} \end{aligned} \quad (7.4)$$

ou, dans le cas polychromatique :

$$I(x, \delta l) = 2 \int_0^{+\infty} E^2(f) (1 + \cos(2k\delta l)) (1 - \cos(2kx)) df \quad (7.5)$$

Lorsque la source utilisée est l'IMP, l'interférogramme présent dans le guide du SWIFTS est l'in-

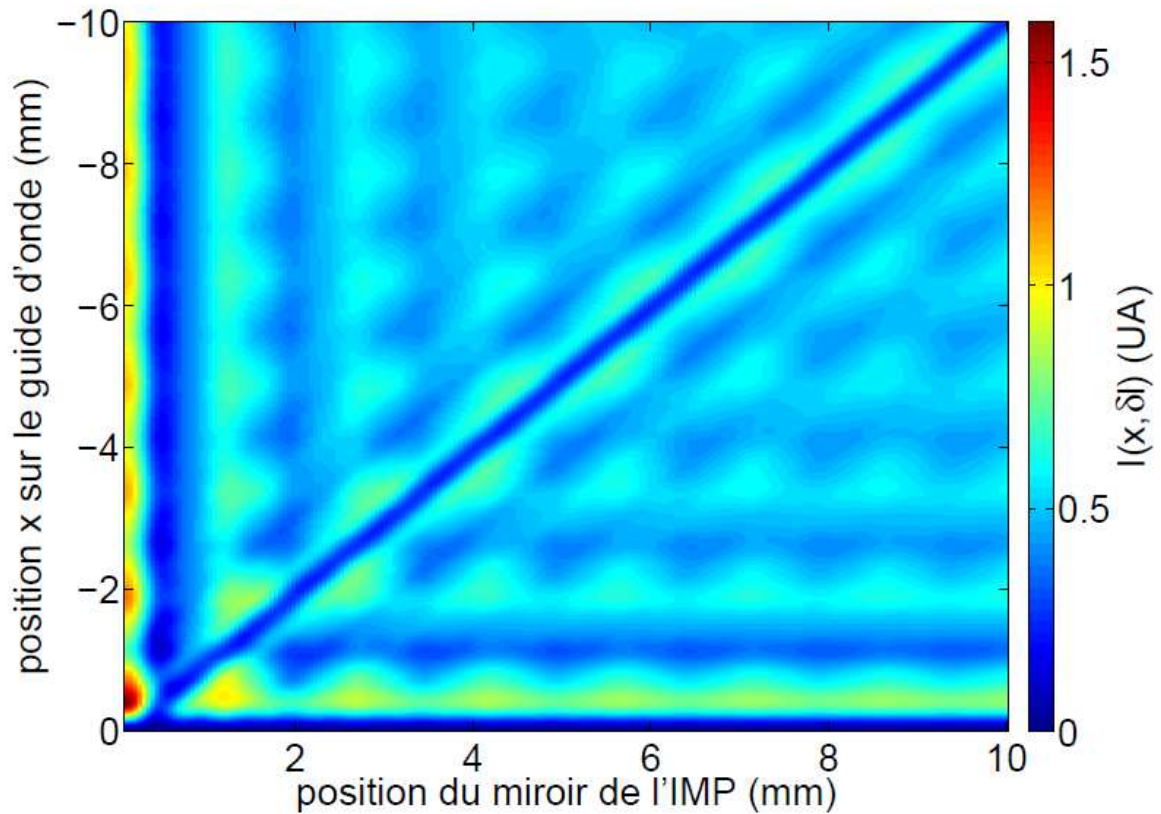


FIGURE 7.6 – Simulation de la réponse du SWIFTS à un signal issu de l'IMP dont la bande passante est un spectre plat ($E(f) = 1 \text{ U.A}$ pour $f = [100 \text{ GHz} : 300 \text{ GHz}]$ et $E(f) = 0$ pour $f < 100 \text{ GHz}$ et $f > 300 \text{ GHz}$). L'interférogramme dans le guide du SWIFTS est représenté en fonction de la position δl du miroir de l'IMP. Un minimum local de puissance est attendu pour $x = -\delta l$

terférogramme de Lippmann (terme de Lippmann) modulée par le déplacement du miroir (terme IMP). Pour un déplacement du miroir nul, $\delta l = 0$, on retrouve l'expression de l'interférogramme de Lippmann habituel. La figure 7.6 est une image qui représente l'intensité de l'interférogramme en fonction de la position du miroir de l'IMP (axe des x), et de la position dans le guide du SWIFTS (axe des y). Le spectre simulé est une fonction porte bornée à 100 GHz et 300 GHz. Les interférogrammes se lisent verticalement et la réponse d'un détecteur à la position x du guide se lit horizontalement. Par exemple, les réponses de deux détecteurs, situés à 2 mm et 6 mm du miroir du SWIFTS sont représentées en figure 7.9 (graphe de gauche). On remarque qu'en théorie, le déplacement du miroir entraîne le déplacement d'un minimum local de l'interférogramme dans le guide d'onde. Cette particularité pourrait être très utile pour pouvoir associer une résonance à une position le long du guide d'onde. En effet, lorsqu'un grand nombre de détecteurs est utilisé, le positionnement relatif des fréquences de résonance ne correspond pas toujours rigoureusement à celui qui serait déduit de la géométrie des résonateurs. Le couplage entre les détecteurs (le *cross-talk*) est parfois à l'origine d'une réorganisation des fréquences de résonance. Il faut donc disposer d'un moyen permettant d'identifier les résonances (ou de repérer les résonances manquantes) et s'il est possible, expérimentalement, de repérer ce minimum local, l'IMP en est un. En pratique, sur l'interférogramme mesuré par un détecteur positionné à la distance x du miroir, et en tenant compte de l'indice n du guide (on considère en général que $n \sim 2,5$ pour un guide sur silicium), nous chercherons un minimum local pour la position du miroir de l'IMP qui satisfait :

$$\delta l = xn \quad (7.6)$$

En prenant en compte l'effet du prélèvement de puissance dans le guide d'onde, l'expression de l'intensité en fonction de δl et de x est dérivée de façon similaire à 2.24. Dans ce cas, les champs dans le guide du SWIFTS s'écrivent :

$$\begin{aligned} E_{i1}(x, t) &= E_0 \cos(-kx + \omega t) \exp\left(-\frac{\alpha}{2}(L - x)\right) \\ E_{i2}(x, t) &= E_0 \cos(-k(x + 2\delta l) + \omega t) \exp\left(-\frac{\alpha}{2}(L - x)\right) \\ E_{r1}(x, t) &= E_0 \cos(kx + \omega t + \pi) \exp\left(-\frac{\alpha}{2}(L + x)\right) \\ E_{r2}(x, t) &= E_0 \cos(k(x - 2\delta l) + \omega t + \pi) \exp\left(-\frac{\alpha}{2}(L + x)\right) \end{aligned} \quad (7.7)$$

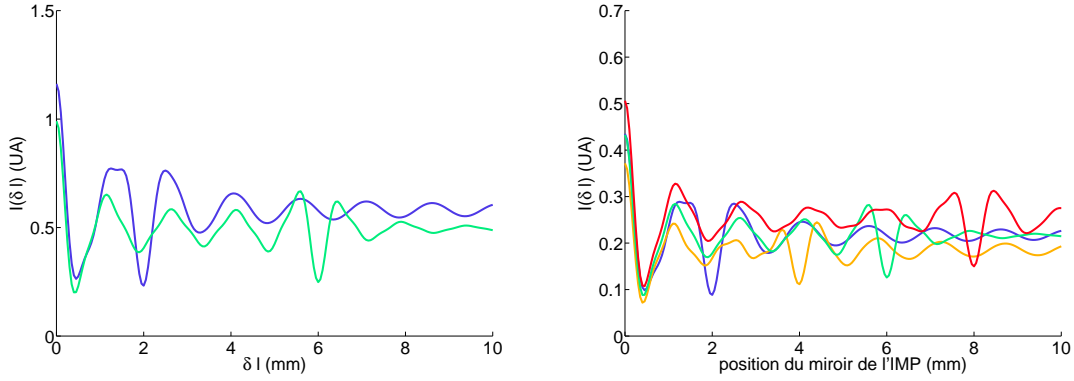


FIGURE 7.7 – Simulation de la réponse de détecteurs disposés le long du guide d'onde en fonction de position du miroir de l'IMP. A gauche, l'effet du prélèvement de puissance est négligé, les courbes bleue et verte sont associées aux détecteurs positionnés respectivement à 2 mm et à 6 mm du miroir. A droite, pour un prélèvement optimal $\alpha = 1/L$, les courbes bleue, orange, verte et rouge correspondent respectivement aux détecteurs situés à 2 mm, 4 mm, 6 mm et 8 mm.

et l'intensité $I(x, \delta l)$ est :

$$\begin{aligned}
 I(x, \delta l) &= \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T E_s^2(x, t) dt \\
 &= \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \left[2E_0 \exp\left(-\frac{\alpha}{2}(L-x)\right) \cos(k\delta l) \cos(-kx - k\delta l + \omega t) \right. \\
 &\quad \left. - 2E_0 \exp\left(-\frac{\alpha}{2}(L+x)\right) \cos(k\delta l) \cos(kx - k\delta l + \omega t) \right] dt \\
 &= \frac{1}{2} \times 4E_0^2 \exp[-\alpha(L-x)] \cos^2(k\delta l) + \frac{1}{2} \times 4E_0^2 \exp[-\alpha(L+x)] \cos^2(k\delta l) \\
 &\quad - 8E_0^2 \exp(-\alpha L) \cos^2(k\delta l) \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T (\cos(-kx - k\delta l + \omega t) \cos(kx - k\delta l + \omega t)) dt \\
 &= 2E_0^2 \cos^2(k\delta l) \exp(-\alpha L) \times 2 \cosh(\alpha x) - 8E_0^2 \exp(-\alpha L) \cos^2(k\delta l) \times \frac{1}{2} \cos(2kx) \\
 &= 2E_0^2 \exp(-\alpha L) (1 + \cos(2k\delta l)) [\cosh(\alpha x) - \cos(2kx)] \\
 &= 2E_0^2 \exp(-\alpha L) (1 + \cos(2k\delta l)) [1 - \cos(2kx) + \cosh(\alpha x) - 1]
 \end{aligned} \tag{7.8}$$

soit, dans le cas polychromatique :

$$I(x, \delta l) = 2 \int_0^{+\infty} E^2(f) \exp(-\alpha l) (1 + \cos(2k\delta l)) [1 - \cos(2kx) + \cosh(\alpha x) - 1] df \tag{7.9}$$

La réponse de 4 détecteurs positionnés à 2 mm, 4mm, 6mm et 8mm du court-circuit dans le cas d'un prélèvement de puissance linéique optimale ($\alpha = 1/L$) est donnée en figure 7.9.

LIMP comme instrument de calibrage

Nous avons vu que dans un SWIFTS, les détecteurs sont sensibles à toutes les fréquences du signal mesuré. Le calibrage nécessite donc de connaître leur réponse en fréquence et nous montrons ici que cela est possible à l'aide de l'interferomètre de Martin-Pupplet. La transformée de Fourier du signal $P_i(\delta l)$ relevé par le détecteur i lorsque l'IMP est en entrée du SWIFTS est le spectre vu par ce détecteur :

$$S_i(f) = \int_0^{\delta l_{max}} P_i(\delta l) \cos(2\pi f \delta l) d(\delta l) \quad (7.10)$$

Mais $S_i(f)$ peut aussi s'écrire comme le produit du spectre d'entrée $B(f)$ par la fonction de transfert du détecteur i (incluant celle de l'instrument) :

$$S_i(f) = B(f) T_i(f) \quad (7.11)$$

Dans le cas des mesures en laboratoire, nous connaissons le spectre d'entrée $B(f)$; c'est celui d'un corps noir dans l'approximation de Rayleigh-Jeans ($k_B T \gg h\nu$) : $B(f) \propto f^2$. Nous pouvons donc déduire à l'aide de l'IMP les fonctions de transfert $T_i(f_j)$ associées à chacun des détecteurs i . f_j désigne ici les points en fréquence résolus par l'interféromètre.

Lors de la mesure d'une source inconnue, la valeur de la puissance détectée par le détecteur i est l'intégrale du spectre de la source $B(f)$ par la fonction de transfert $T_i(f_j)$, elle s'écrit :

$$P_i = \sum_{j=1}^M B(f_j) T_i(f_j) \quad (7.12)$$

Sous forme matricielle, nous pouvons écrire l'interférogramme détecté :

$$\begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \\ \vdots \\ P_N \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} & \cdots & T_{1M} \\ T_{21} & & & & \\ T_{31} & & \ddots & & \\ \vdots & & & \ddots & \\ T_{N1} & & & & T_{NM} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} B(f_1) \\ B(f_2) \\ B(f_3) \\ \vdots \\ B(f_M) \end{pmatrix} \Leftrightarrow P = TB \text{ avec } T \text{ la matrice de transfert} \quad (7.13)$$

L'inversion de T nous permet donc bien de retrouver le spectre B (inconnu) à partir de P (mesuré). T^{-1} est la matrice des coefficients de Fourier permettant un calcul du spectre calibré :

$$B = T^{-1}P \quad (7.14)$$

Enfin, il est possible de donner une estimation qualitative du spectre vu par les détecteurs : ceux-ci sont fortement modulés par les interférences dans le guide d'onde : intuitivement, on peut comprendre qu'un détecteur situé à une certaine distance du miroir ne pourra pas détecter les fréquences interférant destructivement en ce point. Par exemple, pour un guide d'onde d'indice

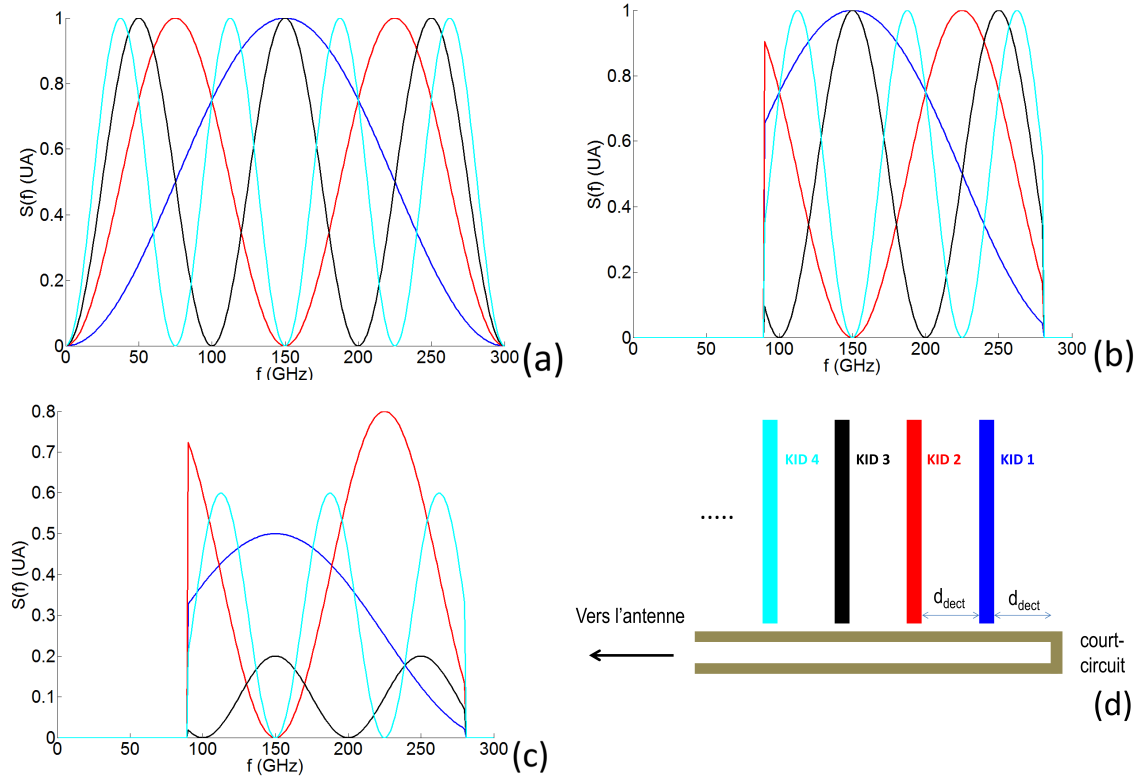


FIGURE 7.8 – Représentation schématique du spectre des détecteurs le long du guide d'onde pour $d_{dect} = 195 \mu m$. (a) : les interférences modulent le spectre des détecteurs en fonction de leur position le long du guide. (b) Contribution de l'optique de l'instrument (et de l'antenne), ici approximée par une fonction porte 90 GHz - 280 GHz. (c) Autres contributions liées aux détecteurs (ex : couplage millimétrique). (d) : Les couleurs des courbes sont associées à celles des détecteurs.

$n = 2, 5$, le spectre S d'un détecteur situé à la distance $d_{dect} = 195 \mu m$ du miroir (cas des échantillons SWIFTS2) satisfait à (voir le spectre du KID1 de la figure 7.8) :

$$\begin{aligned}
 S(x) = 0 &\Leftrightarrow \cos(2kd_{dect}) = -1 \Leftrightarrow \lambda_{eff} = Nn4d_{dect} \Leftrightarrow \lambda \simeq N \times 2mm(150GHz) \quad \text{avec } N \text{ un entier} \\
 S(x) = I_0 &\Leftrightarrow \cos(2kd_{dect}) = 1 \Leftrightarrow \lambda_{eff} = Nn2d_{dect} \Leftrightarrow \lambda \simeq N \times 1mm(300GHz) \quad \text{avec } N \text{ un entier}
 \end{aligned}
 \tag{7.15}$$

Mais d'autres éléments peuvent affecter $S_i(f)$; l'optique de l'instrument et la bande passante de l'antenne bornent les spectres de façon égale sur tous les détecteurs tandis que l'atténuation du guide et le couplage millimétrique sont susceptibles de les modifier de façon indépendante. Ces différentes contributions sont représentées schématiquement sur la figure 7.8.

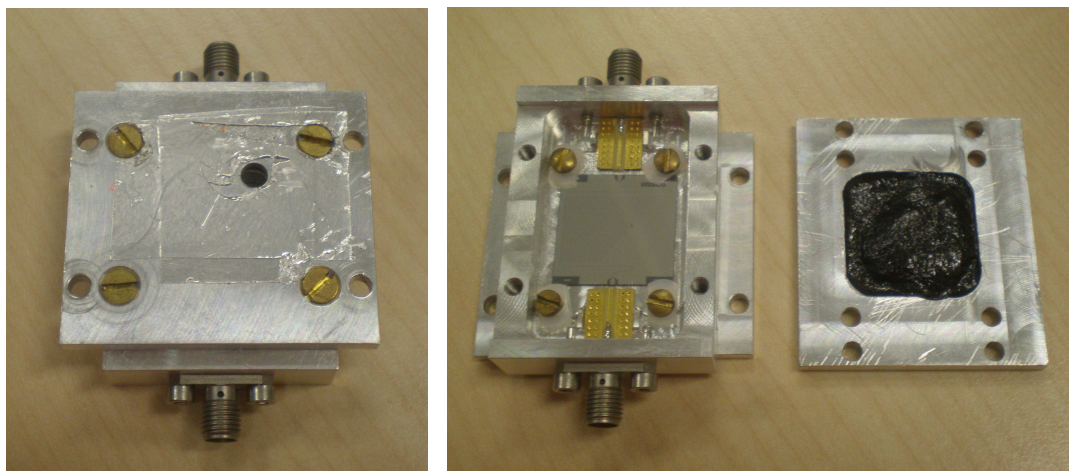


FIGURE 7.9 – Porte-échantillon de SWIFTS1 : A gauche : la lumière pénètre dans le trou pratiqué dans un côté du porte-échantillon. A droite : les parties intérieures sont noircies au Stycast

7.3.2 Échantillons SWIFTS1

Nous analysons ici les résultats des mesures de l'échantillon SWIFTS1.1 fabriqué selon le procédé P1 détaillé en 5.5.1. Cet échantillon utilise une antenne papillon positive déposée sur un substrat de silicium de $325 \mu\text{m}$ d'épaisseur. 33 détecteurs sont disposés le long du guide d'onde, ils sont séparés de $180 \mu\text{m}$ et la distance séparant l'extrémité du résonateur du guide d'onde est égale à $2 \mu\text{m}$. Il y a $800 \mu\text{m}$ entre le détecteur le plus éloigné de l'antenne et le miroir. L'extrémité du guide d'onde est représentée sur la figure 7.10. L'échantillon est fixé dans un porte-échantillon dont les parties intérieures sont noircies avec une résine Stycast mélangée avec de la poudre de silicium et de charbon, une préparation utilisée comme couche absorbante pour les ondes millimétriques [73]. Un simple trou est pratiqué sur le couvercle du porte-échantillon en face de l'antenne pour permettre son illumination, voir figure 7.9

Présentation des résultats

La transmission relevée sur cet échantillon par un analyseur vectoriel (VNA) est reportée en figure 7.11. Sur les 33 résonances attendues, 31 sont visibles même si elles sont pour la plupart peu profondes. Les deux résonances restantes sont présentes mais ne sont pas visibles avec cette échelle. Ces mesures en transmission révèlent donc un couplage RF trop faible (on mesure un Q_c typique de 5×10^5), ce qui est consistant avec les simulations de Q_c réalisées *a posteriori*, et présentées en section 4.3. On attribue à ces résonances un numéro correspondant à leur ordre en fréquence. Nous ferons d'abord l'hypothèse que cet ordre correspond bien à la dimension des résonateurs ; les résonances à basse fréquence sont associées aux résonateurs situés près du miroir

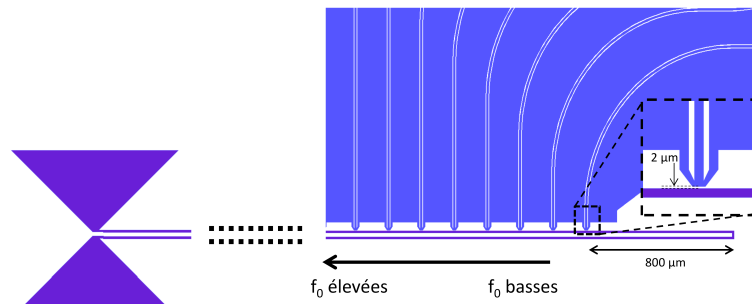


FIGURE 7.10 – Extrémité du guide de SWIFTS1.1. Les résonateurs proches du miroir sont les plus longs, ils résonnent donc aux fréquences les plus basses.

et inversement.

Nous définissons θ comme l'angle entre la direction de polarisation de l'onde incidente et la direction principale de l'antenne (formée par le dipôle modifié). Les interférogrammes sont relevés pour $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 45^\circ$ (notre interféromètre ne permet pas des mesures avec $\theta = 90^\circ$). Les mesures différentielles en polarisation permettent d'isoler la contribution de l'antenne. Les mesures pour $\theta = 0^\circ$ sont présentées sur la figure 7.12. On observe tout d'abord que plus le résonateur est situé près de l'antenne plus le signal détecté est grand. D'autre part, le profil des interférogrammes est le même pour tous les détecteurs excepté pour le détecteur 31 et dans une moindre mesure pour le détecteur 23 (qui sont mis en évidence sur cette figure). Pour le détecteur 31, le signal 'en polarisation', c'est à dire la différence de signal entre la mesure pour $\theta = 0^\circ$ et celle pour $\theta = 45^\circ$, est présenté en figure 7.12. Il existe bien un signal dépendant de la polarisation, donc faisant intervenir l'antenne mais celui-ci n'est pas conforme aux prédictions de la section 7.3.1. De façon similaire, nous présentons en figure 7.13 pour chaque détecteur le spectre du signal (pour $\theta = 0^\circ$) et la différence des spectres (entre $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 45^\circ$). On remarque notamment que le spectre du détecteur 31 présente un pic marqué entre 100 GHz et 150 GHz.

Interprétation

Nous observons tout d'abord que l'amplitude des interférogrammes relevés décroît avec la distance à l'antenne (et donc avec la distance au trou par lequel la lumière peut pénétrer dans le porte-échantillon) et que leur forme est identique pour presque tous les détecteurs. Ceci nous indique que ce signal est issu de puissance circulant dans le substrat et non dans le guide. En effet, d'une part, l'atténuation de la puissance lors de sa propagation dans le substrat explique la décroissance observée dans les interférogrammes. D'autre part, le fait que cette puissance ne soit

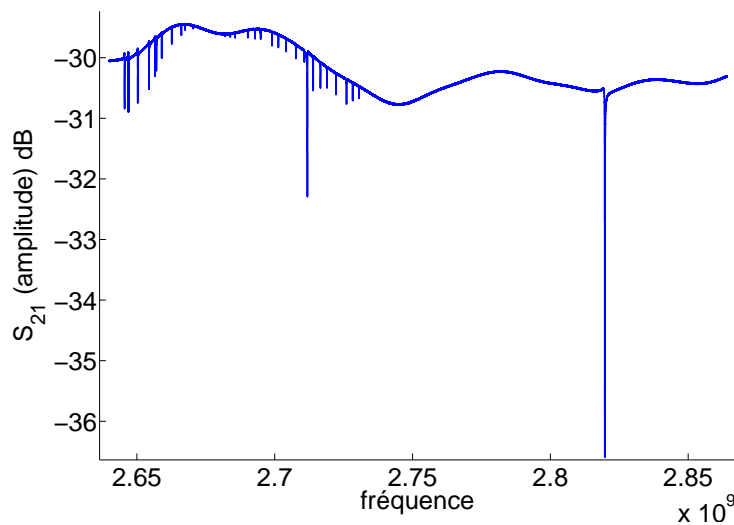


FIGURE 7.11 – Transmission mesurée sur l'échantillon SWIFTS1.1

pas réfléchi à l'extrémité du guide d'onde explique que les interférogrammes soient identiques ; nous ne sommes pas dans un mode de fonctionnement SWIFTS décrit en 7.3.1. mais dans la situation classique où les détecteurs voient directement la lumière de l'interféromètre.

Les signaux observés sur les résonances 23 et 31 sont cependant différents. Il est naturel de penser que les différences dans leur interférogramme par rapport aux autres résonateurs soient issues de l'antenne mais par contre il est remarquable que ces deux détecteurs ne soient pas, a priori, les deux détecteurs les plus proches de l'antenne. Une interprétation plus fine des résultats nécessite donc de faire des hypothèses :

- **Soit la position des résonances correspond à la position physique des détecteurs le long du guide.** Un signal est mesuré sur le détecteur 31, le plus proche de l'antenne et sur le détecteur 23 positionné plus d'un millimètre plus loin le long du guide. On remarque que les résonances associées à ces détecteurs sont plus profondes que les autres et on s'interroge donc sur le lien possible entre la forme particulière de ces résonances et le fait qu'un signal est perçu sur ces deux détecteurs seulement. L'ajustement de ces courbes révèle un facteur de qualité interne égal à celui des autres résonances ($Q_i \cong 1 \times 10^5$) et un facteur de qualité de couplage plus faible ($Q_c \cong 5 \times 10^4$ contre $Q_c \cong 5 \times 10^5$ pour le reste des résonances). L'étude de la réponse des KID donnée en 3.3.1 nous permet d'affirmer que les résonateurs 23 et 31 ne devraient pas être plus sensibles que les autres puisque leur facteur de qualité total Q_T est plus faible que les autres. Dans le cadre de cette hypothèse, il est donc difficile d'expliquer pourquoi ces deux détecteurs détectent un signal et pas les détecteurs 24 à 30. Une possibilité serait un défaut lithographique ou une impureté favorisant le couplage mil-

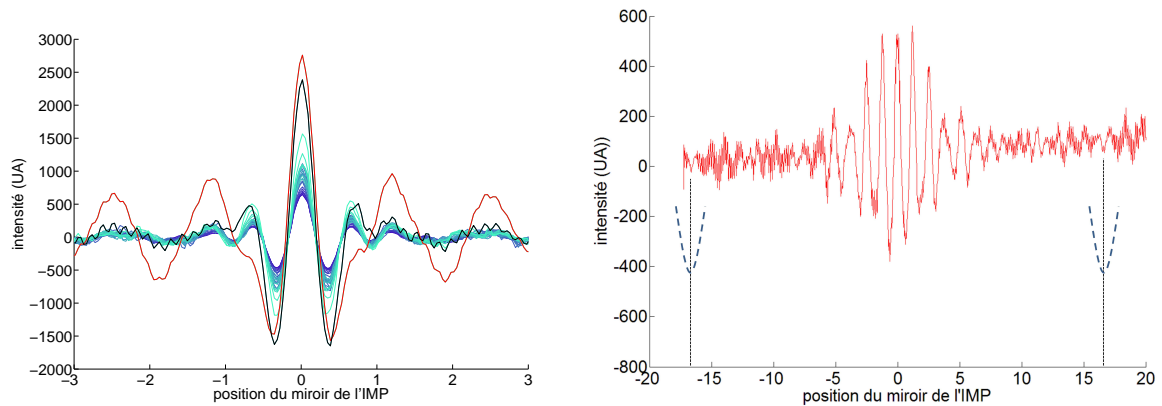


FIGURE 7.12 – A gauche : interférogramme détecté par chaque détecteur. La couleur code l'éloignement à l'antenne : les courbes bleu clair sont associées aux résonateurs situés près de l'antenne, les courbes violettes sont associées aux résonateurs situés près du miroir du SWIFTS. Les résonances 31 et 23 sont mis en évidence, respectivement en rouge et en noir. A droite : signal en polarisation mesuré sur la résonance 31. Les pointillés indiquent la position attendue d'un minimum dans l'interférogramme. En tenant compte de l'indice effectif du guide, estimé à $n = 2,5$, et de la position du résonateur 31 par rapport au miroir ($x = 6,56\text{mm}$), nous devrions observer un minimum sur l'interférogramme pour une position du miroir $\delta l = 16,4\text{mm}$

limétrique de ces deux détecteurs, l'inspection au microscope ne révèle cependant rien en ce sens.

- **Soit la position des résonances n'est pas exactement celle prévue par la conception** et l'ordre des résonances ne correspond pas à celui des résonateurs le long du guide. Précisons d'emblée que *dans l'ensemble* cet ordre est respecté comme l'indique l'atténuation du signal avec la distance à l'antenne décrit plus haut.

La démarche consiste ici à supposer un couplage fort entre les deux détecteurs situés le plus près de l'antenne. Ce couplage produirait un décalage des deux fréquences de résonances : la fréquence de résonance la plus élevée est décalée vers les hautes fréquences (ce qui est effectivement observé sur la transmission, figure 7.11) et inversement. Il faut alors associer la résonance 23 au deuxième résonateur situé le plus proche de l'antenne. Ce phénomène est en fait observé lors des mesures sur les matrices de KID. Il est documenté à l'aide de simulations dans [74]. L'interprétation des résultats consiste alors à dire que l'énergie absorbée par l'antenne est en grande partie prélevée (ou réfléchi) par le détecteur 31, et presque pas détectée par le détecteur 23. Les autres détecteurs ne détectent rien.

Il est clair que nous faisons là une hypothèse forte : le fait que les deux résonateurs les plus près de l'antenne soient justement ceux dont la résonance est décalée représente une coïncidence troublante. Elle est cependant renforcée par des mesures ultérieures (section 7.3.3)

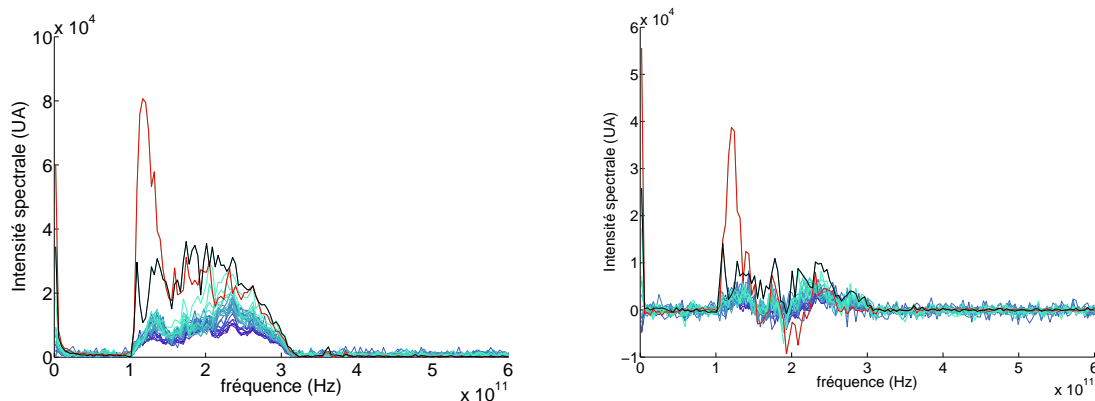


FIGURE 7.13 – A gauche : spectre relevé par chaque détecteur. Le code de couleur est identique à celui de la figure précédente. A droite : différence des spectres pour $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 45^\circ$.

montrant sans équivoque que le signal issu de l'antenne est prélevé préférentiellement par le résonateur situé le plus près de l'antenne (voir section suivante).

Le signal en polarisation du détecteur 31 démontre clairement une contribution de l'antenne, cependant, nous ne vérifions pas ici les prédictions théoriques qui prévoient pour ce détecteur un minimum pour $\delta l = 16,4$ mm, voir figure 7.12 pour plus de détails. Enfin, les spectres de la figure 7.13 révèlent que la contribution de l'antenne est située autour de 120 GHz et que la partie basse de sa bande est certainement coupée par la fréquence de coupure de l'aluminium ($\cong 100$ GHz).

Deux conclusions s'imposent donc :

- Premièrement **le signal détecté par les détecteurs de SWIFTS1 provient majoritairement de lumière parasite** : les détecteurs sont directement illuminés par la face arrière ou par de la lumière arrivant à se propager dans le substrat ou dans la boîte porte-échantillon, voir figure 7.14. Cette dernière hypothèse est la moins plausible du fait de l'utilisation d'une couche absorbante dans le millimétrique (Stycast modifié).
- Deuxièmement, quelle que soit l'hypothèse adoptée plus haut, **le couplage millimétrique (et/ou la réflexion associée à ce couplage) est trop fort** ; la majorité de la puissance absorbée par l'antenne est détectée par le premier résonateur. Le reste de cette puissance est complètement atténué dans le guide d'onde avant d'être reléchi par le miroir. Ces mesures démontrent donc le couplage millimétrique mais sur un seul résonateur seulement, nous ne sommes donc pas dans le cadre d'une mesure interférométrique de type SWIFTS.

Ces résultats préliminaires ont donc motivé la conception de SWIFTS2 dans lequel :

- Différentes géométries de couplage millimétrique sont testées, notamment des géométries devant **permettre un couplage plus faible** que celui observé sur SWIFTS1.1

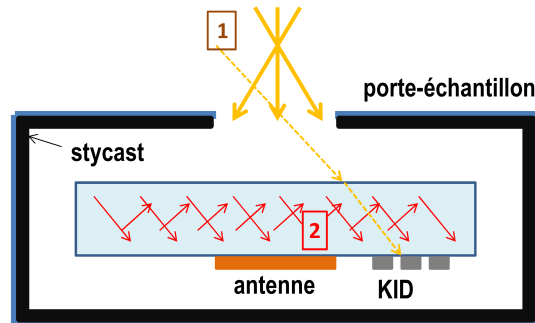


FIGURE 7.14 – Représentation schématique de la lumière parasite. Deux différents mécanismes sont représentés : l'illumination par la face arrière (1) et la propagation par le substrat (2).

- Le dépôt de l'antenne sur membrane doit permettre l'amélioration de l'absorption. D'une part la propagation de lumière dans le substrat sera réduite et d'autre part la taille de l'antenne sur membrane est plus grande et donc sa surface collectrice aussi. Ce choix profite aussi de l'expérience de l'équipe dans la conception d'antenne sur membrane [34]. De plus, un porte échantillon dédié au SWIFTS doit permettre de limiter l'illumination directe des détecteurs.
- Pour **faciliter l'interprétation** des résultats, les spectromètres SWIFTS2 sont conçus avec **moins de résonateurs** et leur séparation en fréquence est choisie plus grande (60 MHz au lieu de 5 MHz pour SWIFTS1).
- Enfin, le **couplage RF** des résonateurs à la ligne de transmission est **plus fort**, ceci pour permettre une détection plus simple des résonances par l'électronique de lecture (résonances plus profondes).

7.3.3 Echantillons SWIFTS2

Nous présentons ici les mesures effectuées sur l'échantillon SWIFTS2.2. fabriqué selon le procédé P2B et fixé dans le porte-échantillon dédié au SWIFTS. Sur cet échantillon, dix détecteurs sont disposés le long du guide et séparés de $195 \mu\text{m}$. La distance entre le miroir et le premier détecteur est aussi de $195 \mu\text{m}$. L'extrémité des résonateurs est séparée du guide par $10 \mu\text{m}$. Une représentation schématique est donnée en figure 7.16. L'antenne positive est prévue pour être utilisée sur membrane mais sur cet échantillon, le procédé P2B n'a pas été mené à son terme ; l'étape de gravure au XeF₂ n'a pas été réalisée et l'épaisseur du substrat de silicium est réduite à environ $50 \mu\text{m}$ au niveau de l'antenne. Un échantillon SWIFTS2.2 sur lequel la membrane est ouverte a été fabriqué et caractérisé (voir figure 7.15). Cependant, un bruit de mesure très important (environ deux ordres de grandeur supérieur au bruit couramment observé) a été relevé et la "réponse SWIFTS" n'a pas pu être mise en évidence. Même s'il ne s'agit que d'un échantillon, il faut envisa-

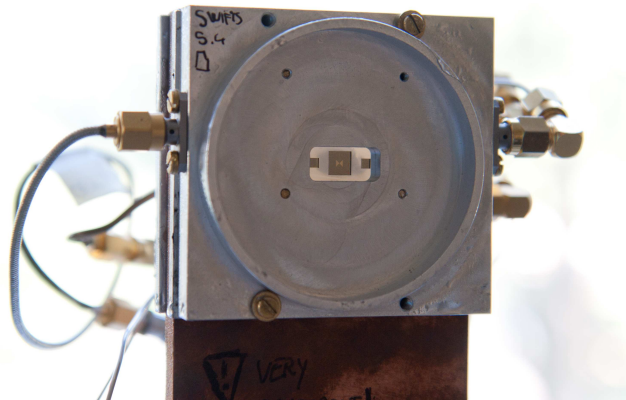


FIGURE 7.15 – Porte-échantillon de SWIFTS2 installé sur la platine froide du SIONLUDE. Une partie de l'échantillon (dont l'antenne sur membrane) est visible à travers la fenêtre du porte-échantillon.

ger le fait que le procédé P2B, lorsqu'il est mené à son terme, s'accompagne d'une dégradation des propriétés du substrat (due, par exemple, à un échauffement de la face avant du wafer) pouvant impacter sur les performances des résonateurs. La fabrication d'autres échantillons avec membrane ouverte devrait pouvoir amener plus d'éléments à ce sujet.

Présentation des résultats

Le signal en transmission mesuré sur SWIFTS2.2 est présenté en figure 7.17. On observe que les résonances sont régulièrement positionnées, l'espacement en fréquence de plus de 10 MHz permet d'associer ces résonances avec les détecteurs physiques avec beaucoup de confiance ; en l'occurrence les résonances à basse fréquence correspondent aux résonateurs situés près du miroir et celles situées à haute fréquence correspondent aux résonateurs situés près de l'antenne. Même si elles sont légèrement plus profondes que celles mesurées sur SWIFTS1, les résonances restent petites ce qui indique un facteur de couplage supérieur (couplage plus faible) à celui prévu par la simulation. Les raisons probables de ce désaccord ont été présentées en 7.2.2.

Nous donnons en figure 7.18 l'interférogramme mesuré par chacun des détecteurs ainsi que l'interférogramme en polarisation pour $\theta : 0^\circ \rightarrow 45^\circ$. Tous les détecteurs présentent des interférogrammes très similaires. On relève quelques particularités mineures sur celui associé au détecteur 10 (mis en évidence sur la figure), notamment une amplitude légèrement plus élevée. On observe pour ce détecteur une légère dépendance en fonction de la polarisation mais le rapport signal sur bruit étant très faible, il est difficile d'analyser plus avant ces données. Nous soulignons simplement que nous n'observons pas la signature prédite par les calculs théoriques, en l'occurrence ici : un minimum de l'interférogramme autour de 4.8 mm. Nous remarquons, sur les spectres présentés

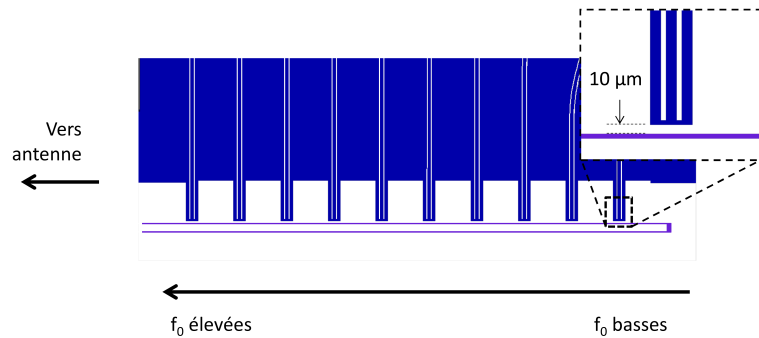


FIGURE 7.16 – Extrémité du guide de SWIFTS2.2. Tous les détecteurs du dispositif sont représentés sur la figure

en figure 7.19 que l'excédent du spectre du détecteur 10 est situé entre 140 GHz et 200 GHz. La mesure en polarisation révèle, pour le détecteur 10, une dépendance négative avec la polarisation (le rapport signal sur bruit est ici aussi très faible), en d'autres termes, le détecteur 10 perçoit plus de puissance lorsque que la lumière est polarisée à 45° de l'antenne que lorsqu'elle est polarisée dans la même direction. Nous fournissons une explication à cela dans la paragraphe suivant.

Interprétation

La méthode de lecture employée ici étant la même que celle utilisée dans le précédent échantillon, nous pouvons comparer quantitativement les mesures. La première conclusion est que la lumière parasite n'est pas réduite par l'utilisation d'un substrat aminci à 50 μm puisque l'amplitude des interférogrammes 'de fond' est tout à fait similaire à précédemment.

Des simulations complémentaires fournissent une explication sur le fait que peu de signal dépende de la polarisation : le lobe de l'antenne, lorsqu'elle est utilisée sur 50 μm de silicium est très mal orienté comme on peut le voir sur la figure 7.20. Dans ces conditions, l'antenne n'absorbe que peu d'énergie et la dépendance en polarisation (opposée à celle attendue) peut s'expliquer par le fait que le guide d'onde, qui est orienté perpendiculairement à l'antenne, absorbe plus de lumière que l'antenne elle-même.

Enfin, puisque le signal issu de l'antenne est très faible, il est difficile de savoir s'il arrive à se propager le long du guide. Soit, comme dans le cas précédent, il est prélevé ou réfléchi en grande partie par le détecteur 10. Soit il arrive à se propager et à former une onde stationnaire mais le rapport signal sur bruit étant trop faible, nous n'arrivons pas à le mettre en évidence sur le reste des détecteurs.

En conclusion, l'utilisation de membranes semble ici vraiment nécessaire puisqu'elle permettra à

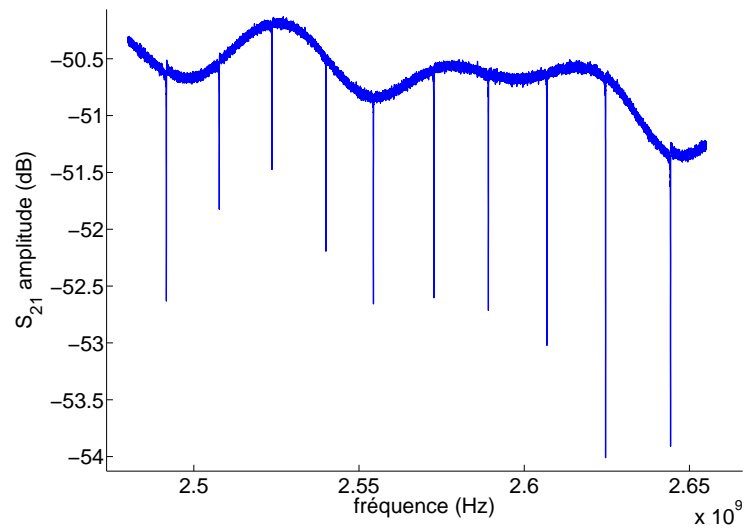


FIGURE 7.17 – Transmission mesurée sur l'échantillon SWIFTS2.2

la fois de réduire la lumière parasite et d'augmenter grandement le signal issu de l'antenne.

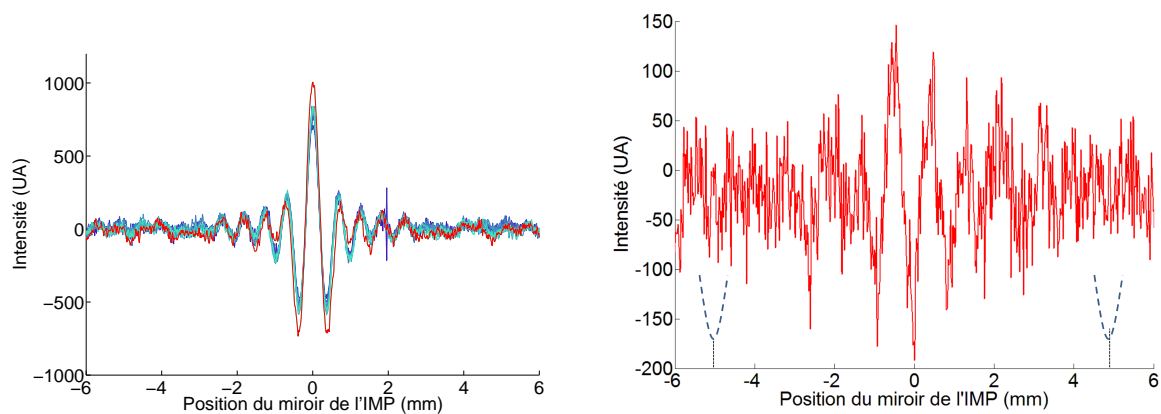


FIGURE 7.18 – A gauche : interférogramme détecté par chaque détecteur de l'échantillon SWIFTS2.2. Le code de couleur est identique à celui de la figure 7.12. Le résonateur 10 est mis en évidence en rouge. A droite : signal en polarisation mesuré sur le résonateur 10. Les pointillés indiquent que la position attendue du minimum de l'interférogramme est située autour de 5.2 mm.

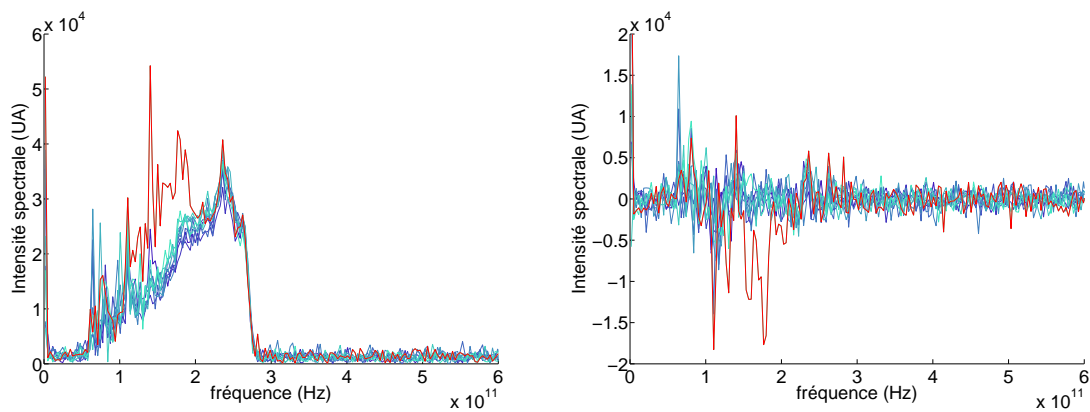


FIGURE 7.19 – A gauche : spectre relevé par chaque détecteur. Le code de couleur est identique à celui de la figure 7.12. A droite : différence des spectres pour $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 45^\circ$.

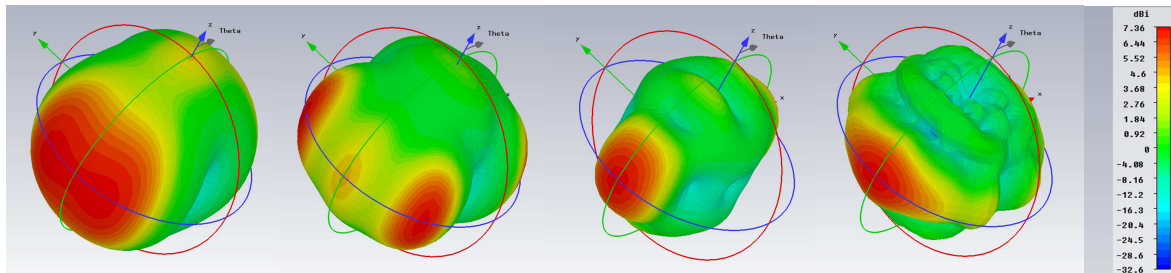


FIGURE 7.20 – Lobes d'émission de l'antenne de SWIFTS2.2 située sur $50 \mu\text{m}$ de silicium. De gauche à droite : 100 GHz, 150 GHz, 200 GHz, 250 GHz.

Deuxième partie

Caractérisation de LEKID sur membrane

Chapitre 1

Caractérisation de LEKID sur membrane

Sommaire

1.1 Introduction	127
1.2 Les détecteurs 'LEKID'	128
1.3 Les KID : une technologie spatialisable?	130
1.4 Fabrication de LEKID sur membrane	132
1.5 Premières mesures de LEKID sur membrane	134
1.6 Conclusion	137

1.1 Introduction

La réussite actuelle des KID pour les applications au sol laissent pressentir ces détecteurs pour de futures applications spatiales. Dans cette perspective, des travaux de recherche et développement sont nécessaires pour améliorer leurs performances et permettre un fonctionnement optimal dans l'espace. C'est le cas par exemple de leur sensibilité qui reste encore un à deux ordres de grandeur supérieure au bruit de photon dans l'espace. C'est aussi le cas de leur sensibilité aux rayons cosmiques qui est l'objet de cette partie.

Les mesures dans l'espace sont en effet perturbées par la détection d'un grand nombre de particules énergétiques appelées rayons cosmiques, CR (pour Cosmic Rays), provenant du soleil et d'autres sources galactiques [6]. L'interaction avec un CR provoque une brusque déviation du signal suivie d'un retour à l'équilibre gouverné par la constante de temps du détecteur. La perte de données qui en résulte est fonction de τ_d et de la fréquence de détection des CR, aussi appelée 'taux d'évènements'. Les CR sont aujourd'hui bien caractérisés, on sait qu'ils sont constitués en grande partie de protons ($\approx 90\%$), de noyaux d'hélium ($\approx 10\%$), de noyaux lourds ($\approx 1\%$) et d'électrons ($< 1\%$).

Au sol, la majorité des particules énergétiques sont des muons issus de l'interaction de protons avec l'atmosphère, nous les associerons aux rayons cosmiques dans la suite de ce rapport. Leur énergie typique est de l'ordre de 2 GeV et leur taux est de 1 par minute et par cm^2 , soit 50 à 100 fois

moindre que dans l'espace.

Un rayon cosmique pouvant déposer une grande quantité d'énergie dans toutes les parties d'un instrument d'observation, un grand nombre de mécanismes est susceptible de provoquer, plus ou moins directement, un signal sur les détecteurs. Dans le cas le plus simple, l'interaction a lieu directement dans le substrat : le CR ionise d'abord un ou plusieurs atomes, les électrons libérés transfèrent à leur tour leur énergie au réseau sous forme de phonons ballistiques. Enfin, ces derniers se thermalisent en phonons thermiques. Les phonons ballistiques sont susceptibles de générer un signal sur les KID puisque leur énergie est suffisante pour casser des paires de Cooper, ce qui n'est pas le cas des phonons thermiques. Dans la mesure où l'énergie du CR n'est pas significativement modifiée lorsqu'il traverse le substrat, on considère que l'énergie déposée E_d est proportionnelle à l'épaisseur du substrat. Dans le cas d'un muon de 2 GeV, on estime que $E_d = 10^5 eV$ pour un substrat de $300 \mu m$ d'épaisseur [75].

L'interaction des rayons cosmiques avec les détecteurs est un sujet d'étude actif. Dernièrement, son intérêt a été renforcé par les résultats de la mission Planck. Celle-ci a été affectée par les CR au-delà des prévisions initiales : 10 % à 15 % des données ont été perdues et l'enjeu est donc de taille. Nous présentons ici un moyen pour limiter l'effet des CR sur les KID : la fabrication des détecteurs sur membrane. Le procédé de fabrication du SWIFTS (voir section 5.6) incluant l'ouverture de membranes, nous avons saisi l'opportunité d'en évaluer l'efficacité dans la réduction du taux d'évènement. L'idée est de découpler le KID du substrat pour qu'il soit peu (ou pas) affecté par les phonons ballistiques issus de l'interaction avec un CR.

Dans cette partie, nous présentons brièvement les détecteurs de type LEKID et soulignons leurs spécificités par rapport au KID quart-d'onde. Nous rappelons ensuite le procédé de fabrication utilisé actuellement et ses alternatives. Enfin, nous présenterons les premières mesures effectuées sur KID sur membrane et les conclusions préliminaires sur l'efficacité de la membrane dans la réduction du taux d'évènements.

1.2 Les détecteurs 'LEKID'

Le LEKID (pour **Lumped Element Kinetic Inductance Detector**) est la version 'discrétisée' du KID quart-d'onde. Il est composé d'une partie inductive (le méandre) et d'une partie capacitive (la capacité inter-digitée), voir 1.2(a). Proposé en 2007 par Doyle de l'université de Cardiff pour les applications en imagerie (sub)millimétrique, l'avantage fondamental du LEKID est de présenter la double fonctionnalité d'absorbeur et de détecteur. Dans le cas des KID quart-d'onde, le couplage du détecteur à une antenne représente en effet une difficulté majeure ; la conception de l'antenne large-bande en particulier est toujours problématique (l'application SWIFTS est un bon exemple) et l'intégralité de l'énergie absorbée n'est pas forcément dissipée dans le détecteur. De plus, cette solution nécessite le dépôt d'au moins deux couches métalliques : une couche supraconductrice aux longueurs d'onde détectées (pour les KID) et une couche normale (pour la détection).

Le LEKID étant un composant discret, la densité de courant est uniforme sur toute sa partie méandrée (voir figure 1.2(c)). Celle-ci est donc la partie du composant sensible aux photons millimétriques. A la différence des KID quart-d'onde, le couplage des LEKID s'effectue le plus souvent par

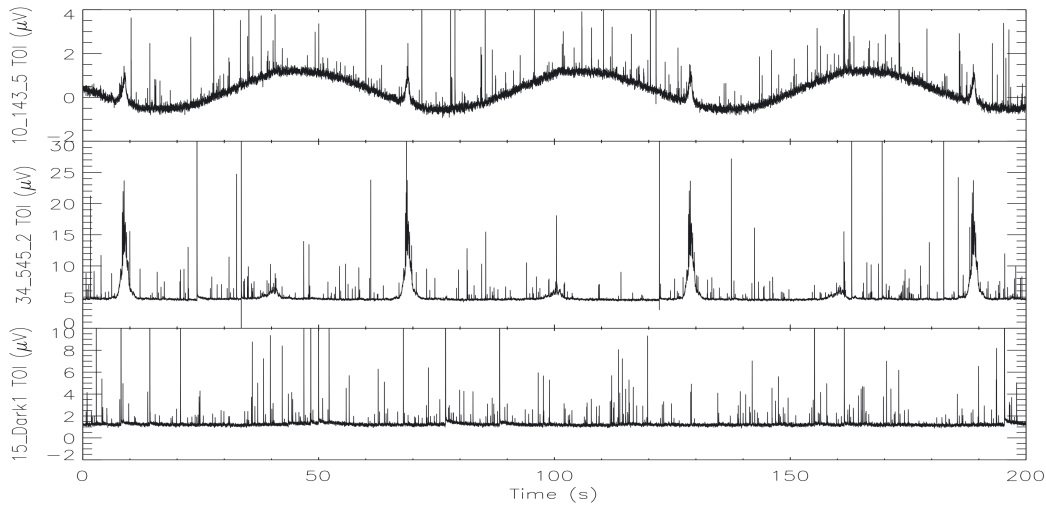


FIGURE 1.1 – Exemple de traces temporelles des détecteurs du satellite Planck : l'amplitude et la fréquence des 'sauts' dus à l'interaction avec les rayons cosmiques est visible. Figure issue de [6]

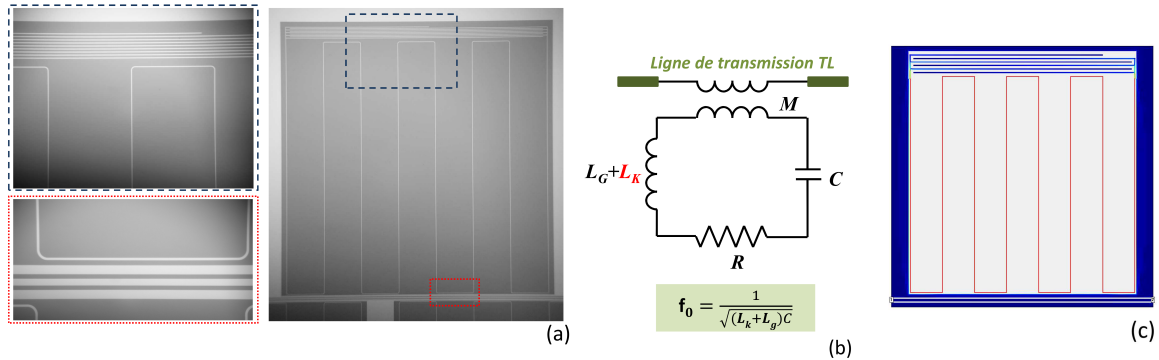


FIGURE 1.2 – (a) : photographie d'un LEKID, le couplage à la ligne de transmission et la capacité inter-digitées sont mis en évidence. (b) : modèle électrique équivalent d'un LEKID couplé inductivement à la ligne de transmission. (c) : distribution de la densité de courant à la résonance ; la section méandrée est traversée par un courant uniforme, en rouge sur la figure

voie inductive (un couplage capacitif via la capacité inter-digitée est possible) ; lorsque le méandre est positionné près d'une ligne de transmission, le flux du champ magnétique à travers les boucles des méandres est à l'origine du couplage RF. On caractérise alors le LEKID par les valeurs de R, L, C et M, respectivement, la résistance et l'inductance du méandre, sa capacité et l'inductance mutuelle avec la ligne de transmission, un modèle électrique équivalent est représenté en figure 1.2(b).

L'absorption de la lumière par le LEKID peut être décrite dans le cadre du modèle de ligne à transmission : aux ondes millimétriques, la couche métallique dont est fait le détecteur est résistive (son impédance est Z_{LEKID}) et on peut utiliser le modèle présenté en figure 1.3. L'absorption est alors définie comme :

$$A = 1 - |S_{21}|^2 - |S_{11}|^2 \quad (1.1)$$

Le calcul de Z_{LEKID} est effectué sur la partie méandrée du LEKID ; celle-ci est approchée comme un réseau de lignes infinies de largeur W séparées par une distance S . En négligeant l'inductance du méandre, et dans les conditions où $W \ll S$ et $S < \lambda$, Z_{LEKID} s'écrit :

$$Z_{LEKID} = R_{\square} \times \frac{S}{W} \quad (1.2)$$

Le rapport W/S est le taux de remplissage du méandre ou *filling factor* et R_{\square} est la résistance carrée de la couche (de l'ordre de $1\Omega/\square$ pour l'aluminium).

Dans la pratique :

- L'utilisation d'un miroir positionné à une distance $d_{BS} = \lambda/4$ du détecteur (un *backshort*) permet des interférences constructives au niveau du détecteur et donc l'optimisation de l'absorption pour des longueurs d'onde voisines de λ .
- Dans ce cas l'épaisseur du substrat d_s doit être prise en compte ; pour qu'il ne perturbe pas le rôle du backshort, on choisit $d_s = 3\lambda/4n$ avec n l'indice du substrat.
- Pour optimiser pleinement l'adaptation optique, l'impédance du méandre doit être prise en compte dans le calcul de Z_{LEKID} . Elle impose alors une correction sur d_{BS} .

1.3 Les KID : une technologie spatialisable ?

La discussion sur la sensibilité des détecteurs KID aux CR impose la comparaison avec les bolomètres car ceux-ci représentent la seule référence pour les détecteurs (sub-)millimétriques utilisés dans l'espace. Nous prendrons comme référence le cas des bolomètres de l'instrument HFI du satellite Planck. Les différences fondamentales entre les deux types de détecteurs sont les suivantes :

1. L'intégralité de la matrice de KID est située sur un substrat de silicium unique alors que chaque bolomètre Planck est construit sur un substrat indépendant des autres. Dans le cas des KID, il est donc possible qu'une seul CR puissent affecter la mesure sur plusieurs détecteurs si les phonons balistiques sont capables de se propager dans le substrat. C'est en effet ce qui a été observé en laboratoire à l'Institut Néel : le multiplexage à haute fréquence d'une

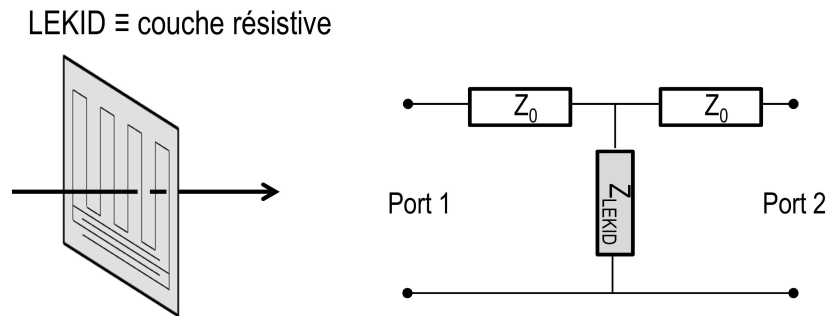


FIGURE 1.3 – Modèle électrique équivalent pour l'absorption du LEKID. Le calcul des paramètres S_{11} et S_{21} permet de déduire l'absorption.

matrice de pixel a permis de mettre en évidence la simultanéité de la signature des CR sur plusieurs détecteurs et donc leur origine commune [40]. La surface totale sur laquelle les phonons générés par un CR peuvent se propager et interagir avec les LEKID n'est pas déterminée, et nous considérerons par défaut qu'elle est comparable à celle de la matrice. Dans le cas des grandes matrices de plusieurs milliers de détecteurs ($\sim 50 \text{ cm}^2$), cette surface est donc deux ordres de grandeur plus élevée que celle du substrat des bolomètres Planck.

2. Les KID n'ont jamais été utilisés que sur substrat épais (plusieurs centaines de micromètres d'épaisseur) alors que les bolomètres sont en général découplés du substrat par une membrane structurée, ce qui permet d'augmenter leur sensibilité. Leur conception les isole de fait, autant que possible, de l'énergie issue de l'interaction de CR avec le substrat ce qui n'est pas le cas des KID. Ce point est à minimiser au regard des dernières analyses des données Planck qui suggèrent que les bolomètres HFI sont en fait affectés par les CR interagissant avec l'ensemble du substrat. La membrane ne semble donc pas, ou pas totalement, isoler des phonons balistiques.
3. La constante de temps des KID étant largement inférieure à celle des bolomètres ($\tau_{KID} \simeq 100 \mu\text{s}$ et $\tau_{bolo} \simeq 10 \text{ ms}$) elle doit permettre un taux de réjection des événements 100 fois supérieur.
4. Enfin, à la différence des bolomètres, les KID ne sont pas sensibles aux phonons thermiques incapables de briser des paires de Coopers, mais seulement aux phonons balistiques d'énergie supérieure à 2Δ , avec Δ le gap du matériau supraconducteur.

Grossièrement, on peut dire que la vitesse plus élevée des KID compense le fait qu'ils détectent plus d'évènements (points 1 et 3). Les points 2 et 4 concernent plus l'amplitude des évènements

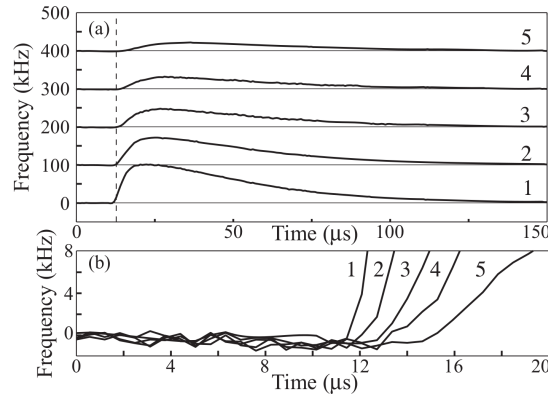


FIGURE 1.4 – Un même évènement est ici observé simultanément sur 5 pixels. Figure issue de [40]

que leur taux, on peut donc dire, à première vue, que la sensibilité des KID aux RC semble avoisiner celle des bolomètres Planck. Dans tous les cas, pour présenter des performances supérieures aux bolomètres, les KID devront être conçus différemment. La fabrication de KID sur membrane est une option qui pourrait le permettre. L'objet de l'étude initiée au cours de la thèse est d'**estimer la diminution du taux d'évènements que permet l'usage d'une membrane et de le mettre en regard avec l'augmentation du coût du détecteur**. La conservation des autres critères de performance, notamment la sensibilité doit aussi être vérifiée.

1.4 Fabrication de LEKID sur membrane

Tout d'abord, la fréquence de résonance des LEKID dépend fortement de la présence de substrat. La capacité des LEKID sur membrane étant plus faible que sur substrat, leur fréquence de résonance est plus élevée, on observe en général un rapport $\sim 1,6$ entre les fréquences de résonance de deux résonateurs de géométrie similaires déposés sur membrane et sur substrat. Un deuxième élément est à considérer à l'étape de conception : un couplage inductif à la ligne de transmission semble peu judicieux car il est dans ce cas difficile de graver toute la zone correspondant au méandre sans graver en même temps la ligne de transmission. Cette dernière pourrait voir son impédance modifiée localement. Au contraire, un couplage capacitif semble plus approprié à la fabrication de LEKID sur membrane. En ne déposant sur membrane que le méandre (la partie sensible) et en laissant la capacité sur substrat on garantit que la feedline ne sera pas affectée par l'étape de gravure. Ceci présente un autre avantage : la fréquence de résonance n'est dans ce cas pas affectée par la présence de la membrane (puisque la capacité reste sur substrat). Il est donc possible de concevoir facilement des résonateurs résonant à des fréquences voisines

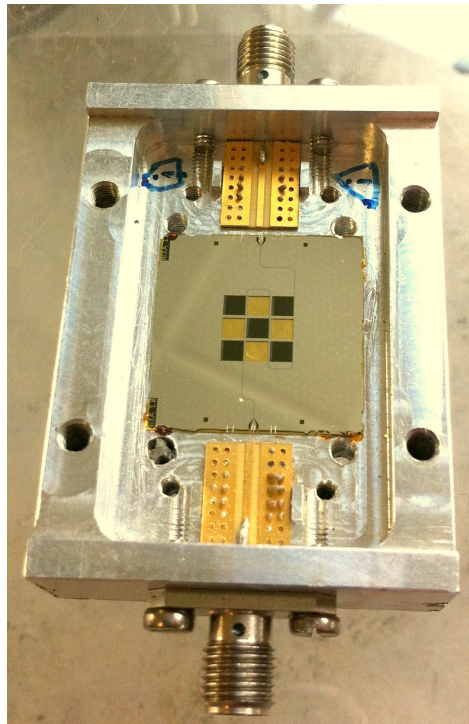


FIGURE 1.5 – Exemple d'échantillon de LEKID sur membrane dans son porte-échantillon. Sur les neuf pixels de la matrice, cinq sont fabriqués sur substrat (visibles en noir sur la photographie) et quatre sur membrane (transparentes). Cet échantillon a été détérioré avant d'avoir pu être mesuré

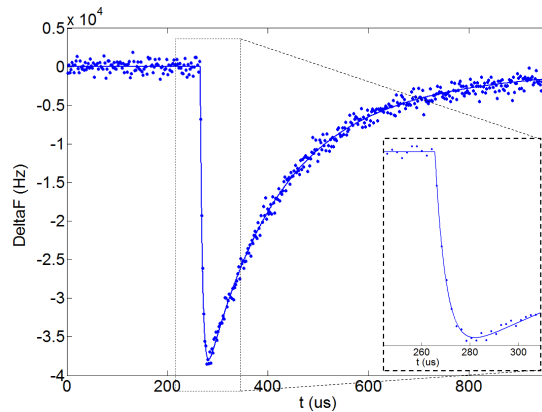


FIGURE 1.6 – Décalage en fréquence Δf mesuré lors de l'interaction du substrat avec un rayon cosmique. La courbe d'ajustement est présentée en rouge.

indépendamment du fait qu'ils soient déposés sur membrane. Si leur séparation en fréquence est inférieure à la bande de l'électronique de lecture, on peut alors lire ces détecteurs simultanément. L'intérêt est de pouvoir comparer directement la signature d'un *même* CR sur une membrane et sur substrat. Ceci n'a pas été mis en application dans le cadre de cette thèse dans laquelle le dessin des LEKID est inspiré de travaux antérieurs [75] mais elle sera certainement à considérer pour la conception des futurs échantillons.

Le procédé de fabrication des LEKID sur membrane utilisé dans cette thèse est en tout point similaire au procédé P2 présenté en 5.6.2. En résumé, après avoir fabriqué les détecteurs sur la face avant du wafer ($2 \mu\text{m}$ de SiN sur $350 \mu\text{m}$ de Si), la gravure profonde par procédé Bosch est complétée, après découpe, par une gravure au difluorure de xénon. A cause de la casse fréquente des wafers durant l'étape de gravure profonde le rendement de fabrication observé durant la thèse a été très faible : seulement deux échantillons ont atteint la fin du procédé. Mais il est clair aujourd'hui que l'utilisation de wafers plus épais ($500 \mu\text{m}$ au lieu de $350 \mu\text{m}$) évitera les problèmes de casse à répétition et permettra des mesures plus exhaustives sur ce type de détecteurs.

1.5 Premières mesures de LEKID sur membrane

La détection des CR nécessite une électronique différente de celle employée pour les mesures de signaux millimétriques. Le schéma d'ensemble présenté en figure 6.7 est toujours valable mais l'électronique FPGA est différente ; elle permet dans ce cas une lecture jusqu'à 2 MHz sur une bande de fréquence de 125 MHz et pour un nombre maximal de 12 détecteurs. Les données ne pouvant pas être stockées en continu, l'enregistrement est déclenché "*on board*" lorsque le signal dépasse une valeur seuil à partir de laquelle on considère qu'il y a un évènement.

Un exemple de signature d'un '*glitch*', la signature de la détection d'un rayon cosmique, est donnée

en figure 1.6. Ici la grandeur mesurée est la variation de fréquence Δf . Puisque l'absorption de lumière se traduit par un décalage vers le bas de la fréquence de résonance, la signature des rayons cosmiques est un pic négatif. Plusieurs constantes de temps sont visibles sur ce type de tracé :

- Tout d'abord, le temps de réponse du KID τ_{KID} conditionne la montée initiale. Celui-ci est de l'ordre de 5 à 10 μs . Notre vitesse de lecture (typiquement ~ 1 MHz) permet donc de la résoudre.
- Ensuite, le temps de relaxation τ_r qui décrit la vitesse avec laquelle le signal du détecteur retrouve sa position d'équilibre. Dans le cas d'évènements énergétiques, la nature du mécanisme de relaxation est encore mal connue. Il est clair que le temps de recombinaison des quasi-particules τ_{qp} joue un rôle important (τ_{qp} est d'ailleurs souvent déduit à partir de glitches) mais un ajustement précis des courbes fait parfois apparaître une deuxième constante de temps du même ordre de grandeur. On associe à cette dernière le temps de thermalisation des phonons dans le substrat mais ceci reste encore une hypothèse. Ces deux constantes de temps sont de l'ordre de 50 μs .

Cette méthode d'ajustement représente une approche simplifiée car dans tous les cas :

- τ_{qp} varie avec n_{qp} . Donc lorsqu'un évènement énergétique est capable de générer un grand nombre de quasi-particules, τ_{qp} varie pendant son retour à l'équilibre.
- Le comportement des détecteurs KID est bien décrit pour de faibles variations relatives de Δf , voir section 3.3.1. Dans le cas d'interactions avec les CR, il est clair que cette hypothèse n'est plus vérifiée, il est alors beaucoup plus difficile de relier la valeur de Δf avec la quantité de quasi-particules créées.

L'échantillon mesuré comporte deux détecteurs sur substrat et deux détecteurs sur membrane (voir figure 5.5). La mesure de la transmission est donnée en figure 1.7. On observe quatre résonances : les LEKID sur membrane résonent à plus haute fréquence (leur capacité est située sur la membrane) même si la géométrie des 4 pixels est similaire. La figure 1.9 est une trace temporelle des évènements observés sur un LEKID déposé sur substrat (tracé rouge) et sur un autre déposé sur membrane (tracé bleu). Ces données représentent 8 heures de temps d'intégration sur chacun des détecteurs. Le seuil de déclenchement attribué aux deux détecteurs est le même car leur bruit est du même ordre, ceci permet des mesures comparatives au moins pour les évènements dont l'amplitude dépasse la valeur de ce seuil. Le taux d'évènements observé sur membrane est le même que celui sur substrat : environ 1 toutes les 10 minutes, ce qui correspond à une cinquantaine d'évènements par détecteur. L'écart relatif observé entre les deux taux est inférieur à 1%. Ce résultat démontre clairement que la membrane n'est pas efficace pour réduire la perte de donnée due aux rayons cosmiques.

La figure 1.9 est une superposition de l'ensemble des évènements observés sur substrat (en rouge) et sur membrane (en bleu). Dans les deux cas, la moyenne des traces est représentée par une courbe en pointillés. La forme du glitch présente clairement une dépendance avec la présence du substrat. On remarque notamment que le glitch sur membrane se relaxe plus vite que sur substrat. Une hypothèse possible est celle du réchauffement de la membrane (faiblement thermalisée au substrat) qui conduirait à une augmentation de la densité de quasi-particules et donc à une di-

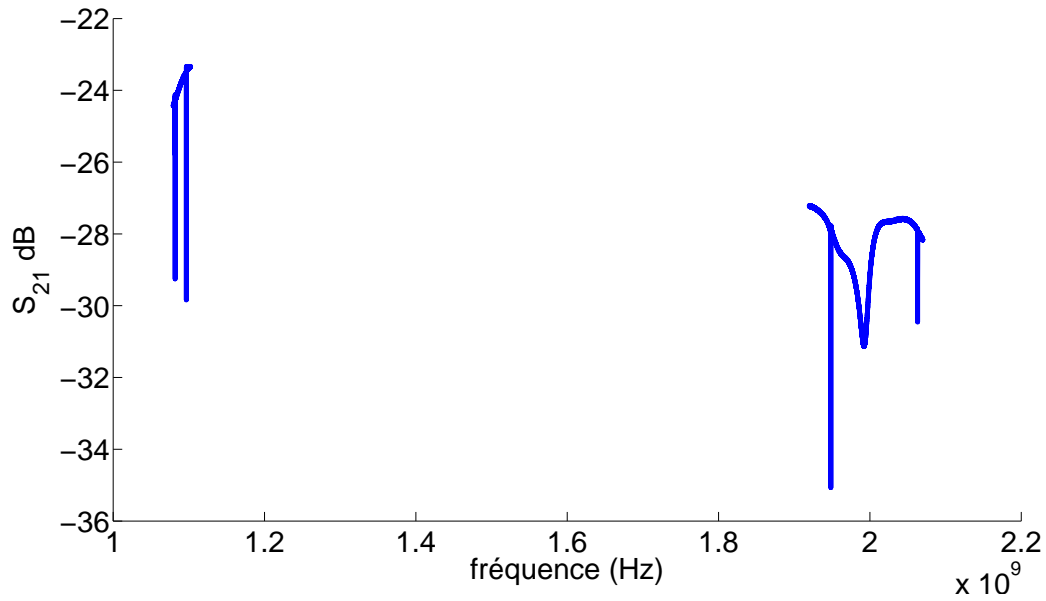


FIGURE 1.7 – Mesure de la transmission des résonateurs sur substrat (à gauche) et sur membrane (à droite).

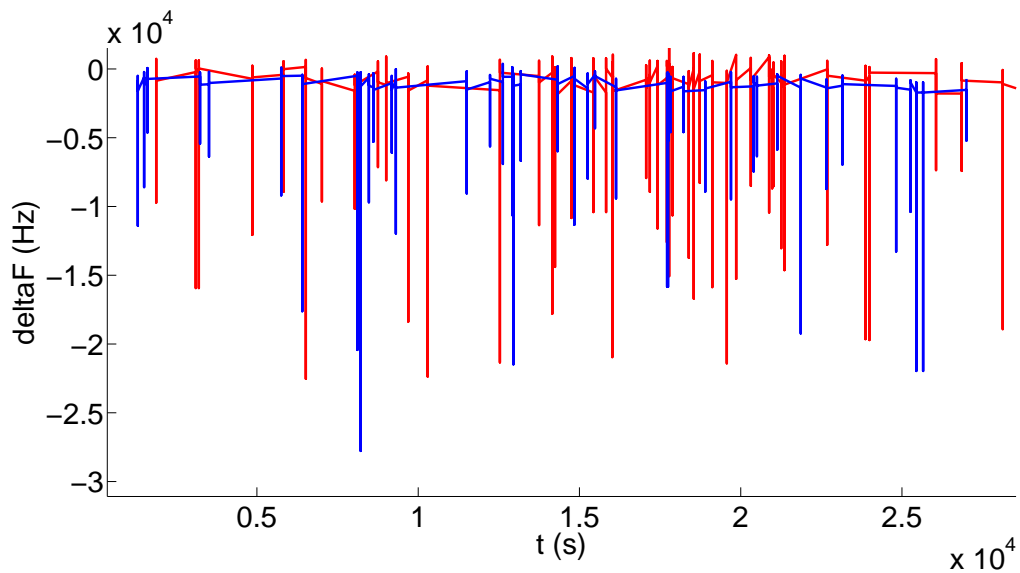


FIGURE 1.8 – Traces temporelles représentant les évènements détectés sur substrat (en rouge) et sur membrane (en bleu) pour 8 heures de temps d'intégration. Un taux d'évènement de 1/10min est observé dans les deux cas.

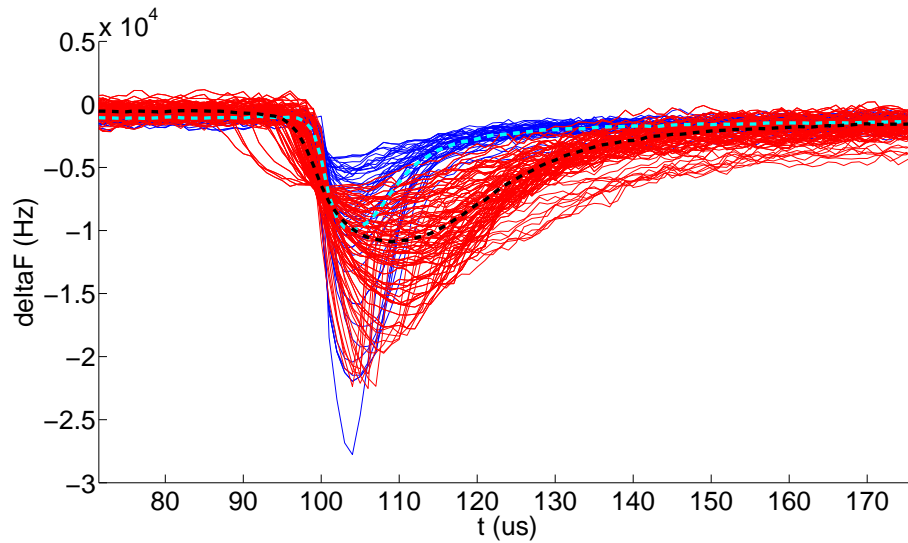


FIGURE 1.9 – Superposition des évènements détectés sur substrat (en rouge) et sur membrane (en bleu). Les moyennes sont représentées par des courbes en pointillés (en noir pour le substrat et bleu pour la membrane)

minution de τ_{qp} . Mais ces données sont encore préliminaires, elles ne sont pas complétées par d'autres mesures et leur interprétation nécessite donc de la prudence.

1.6 Conclusion

En conclusion, la membrane n'est pas une solution permettant de réduire la sensibilité des LEKID aux rayons cosmiques, le même taux d'évènements étant observé avec et sans substrat. D'autres solutions sont aujourd'hui envisagées :

- L'utilisation de multi-couches à l'interface entre le détecteur et le substrat qui pourraient réfléchir une partie des phonons balistiques. Il sera ici important de s'assurer que le diélectrique n'introduit pas de bruit en $1/f$.
- L'utilisation de wafers présentant beaucoup d'impuretés pour réduire le parcours des phonons et aider à leur thermalisation. Des études sont en cours dans notre laboratoire pour évaluer cette option.
- Enfin la détection, et l'élimination, des glitches par voie électronique sur FPGA permettrait de réduire la contribution des CR au bruit de la mesure.

Conclusion

Le développement d'une version du spectromètre intégré SWIFTS pour les ondes millimétriques était l'objectif central de ces trois années de recherche. En début de thèse, ce projet ne se basait que sur une idée de départ : celle d'associer les détecteurs à inductance cinétique, développés au laboratoire, au concept de SWIFT déjà validé dans d'autres domaines spectraux. Nous avons décrit dans ce rapport comment nos travaux ont contribué à faire progresser la compréhension du sujet du point de vue théorique et expérimental. Les réalisations marquantes sont les suivantes :

- **Nous avons précisé l'intérêt d'un tel instrument** en particulier pour les applications astronomiques. Les performances attendues en termes de résolution, sensibilité et intégration en font une solution pertinente pour répondre aux besoins des scientifiques.
- **La pertinence du choix des KID quart-d'onde** dans l'application SWIFTS pour le millimétrique a été démontrée. En effet, les KID sont ultra-sensibles, facilement multiplexables, adaptés à un prélèvement local de l'énergie et intégrables à grande échelle.
- Nous avons proposé, à l'aide de simulations électromagnétiques, **deux stratégies de couplage millimétrique** permettant la mesure sur SWIFTS. Pour chacun de ces couplages le dessin d'une antenne a été conçu. La conservation du facteur de qualité des KID lorsqu'ils sont utilisés dans un dispositif SWIFTS est elle aussi prédite par la simulation.
- **Un procédé de fabrication** dédié au SWIFTS et permettant l'ouverture de membranes a été développé. Ce procédé est aujourd'hui maîtrisé et validé, et pourra être utilisé dans de futurs dispositifs.
- L'étude théorique de la réponse du SWIFTS à une source interférométrique de type Martin-Pupplet a permis de proposer une **méthode de caractérisation** pratique de l'instrument permettant notamment d'adresser chaque détecteur indépendamment. L'interféromètre permet aussi, nous l'avons vu, une **méthode de calibrage** du SWIFTS.
- Enfin, les mesures réalisées au cours de cette thèse ont d'abord confirmé **l'absence de dégradation** du facteur de qualité en configuration SWIFTS et démontré **l'existence d'un couplage millimétrique** entre l'antenne et le guide d'onde pour le résonateur positionné près de l'antenne. En revanche, la mesure spectrale par le SWIFTS millimétrique reste encore à démontrer par l'expérience

Nous avons évidemment rencontré des difficultés qui sont inhérentes au travail de recherche, à commencer par l'observation de phénomènes non prévus par la théorie ou la simulation. C'est le cas du désaccord observé entre simulation et mesure du facteur de qualité de couplage. Celui-ci

est expliqué aujourd'hui par la présence de modes de propagation slot dont les mécanismes de formation restent à préciser. Ce point n'est pas fondamentalement limitant pour la suite des travaux puisqu'un couplage RF plus fort à la ligne de transmission limitera l'effet de ces modes non désirés. Il nous a finalement permis d'affiner notre compréhension des dispositifs.

D'autres difficultés, plus pratiques, ont surgi lors des expérimentations. Par exemple, mettre au point un procédé de fabrication de membrane a été délicat : les wafers se clivaient fréquemment à l'étape de gravure profonde. Ce problème a été résolu par l'usage de wafers plus épais. Il a également fallu renforcer le blindage magnétique du cryostat pour résorber la dégradation du facteur de qualité interne des résonateurs.

Citons enfin l'ensemble de la chaîne logistique qui est susceptible de ralentir les travaux : disponibilité des machines de fabrication, fonctionnement du cryostat etc.

Au-delà de ces difficultés, les perspectives de travail sur le sujet sont nombreuses. Tout d'abord, le procédé de fabrication ayant mis du temps à être maîtrisé, peu d'échantillons SWIFTS2 ont pu être réalisés. La première action est donc de poursuivre la fabrication et le test de ces échantillons. Un élément important est l'estimation de la dégradation du bruit de mesure due à la gravure profonde. Eventuellement, on pourra envisager l'usage d'autres substrats (SOI ou silicium pur) permettant de meilleures performances. Il sera également intéressant de concevoir de nouveaux échantillons avec des résonateurs beaucoup plus couplés à la ligne de transmission, car cela devrait faciliter la lecture des détecteurs. A plus long terme, lorsque la mesure de spectre sur SWIFTS aura été démontrée, nous pourrions intégrer un plus grand nombre de résonateurs dans le dispositif. De nouvelles géométries de détecteurs pourront en outre être proposées en s'inspirant des travaux sur les résonateurs KID sub-microniques [60]. Enfin, le couplage optique devrait être amélioré en optimisant les performances de l'antenne par des géométries élaborées (antennes fractales, sinusoïdales ou double slot), et en envisageant l'utilisation d'une micro-lentille.

Parallèlement au développement du SWIFTS millimétrique, les possibilités ouvertes par le procédé de fabrication de membranes SiN ont permis de **contribuer à un sujet différent : la sensibilité des KID aux rayons cosmiques**. Nous avons notamment fabriqué et testé des résonateurs LEKID sur membrane, et démontré que le taux d'événements n'est pas réduit par ce mode de fabrication. Cependant, les temps de relaxation et donc les mécanismes de relaxation sont différents sur membrane et substrat. Ces derniers résultats motivent dès aujourd'hui l'étude d'autres moyens permettant de réduire l'interaction rayons cosmiques-substrat : développement des détecteurs sur multi-couches ou substrat riche en impuretés, traitement purement électronique etc.

Bibliographie

- [1] A. Monfardini, L. J. Swenson, A. Bideaud, F. X. Desert, S. J. C. Yates, A. Benoit, A. M. Baryshev, J. J. A. 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, and K. F. Schuster. *NIKA : A millimeter-wave kinetic inductance camera*. *Astronomy & Astrophysics*, volume 521. 2010
- [2] A. Monfardini, A. Benoit, A. Bideaud, L. Swenson, A. Cruciani, P. Camus, C. Hoffmann, F. X. Desert, S. Doyle, P. Ade, P. Mauskopf, C. Tucker, M. Roesch, S. Leclercq, K. F. Schuster, A. Endo, A. Baryshev, J. J. A. Baselmans, L. Ferrari, S. J. C. Yates, O. Bourrion, J. Macias-Perez, C. Vescovi, M. Calvo, and C. Giordano. *A dual-band millimeter-wave kinetic inductance camera for the IRAM 30 m telescope*. *Astrophysical Journal Supplement Series*, volume 194(2) page 24. 2011
- [3] A. A. Penzias and R. W. Wilson. *A Measurement of Excess Antenna Temperature At 4080 mc/s*. *Astrophysical Journal*, volume 142(1) pages 419–421. 1965
- [4] J. C. Mather, E. S. Cheng, D. A. Cottingham, R. E. Eplee, D. J. Fixsen, T. Hewagama, R. B. Isaacman, K. A. Jensen, S. S. Meyer, P. D. Noerdlinger, S. M. Read, L. P. Rosen, R. A. Shafer, E. L. Wright, C. L. Bennett, N. W. Boggess, M. G. Hauser, T. Kelsall, S. H. Moseley, R. F. Silverberg, G. F. Smoot, R. Weiss, and D. T. Wilkinson. *Measurement of the Cosmic Microwave Background Spectrum By the Cobe Firas Instrument*. *Astrophysical Journal*, volume 420(2) pages 439–444. 1994
- [5] D. N. Spergel, R. Bean, O. Dore, M. R. Nolta, C. L. Bennett, J. Dunkley, G. Hinshaw, N. Jarosik, E. Komatsu, L. Page, H. V. Peiris, L. Verde, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, N. Odegard, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright. *Three-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations : Implications for cosmology*. *Astrophysical Journal Supplement Series*, volume 170(2) pages 377–408. 2007
- [6] T. Planck collaboration. *Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results*. arxiv :1303.5062. 2013
- [7] M. Piat, E. Battistelli, A. Bau, D. Bennett, L. Berge, J. P. Bernard, P. de Bernardis, M. A. Bigot-Sazy, G. Bordier, A. Bounab, E. Bréelle, E. F. Bunn, M. Calvo, R. Charlassier, S. Collin, A. Cruciani, G. Curran, L. Dumoulin, A. Gault, M. Gervasi, A. Ghribi, M. Giard, C. Giordano, Y. Giraud-Heraud, M. Gradziel, L. Guglielmi, J. C. Hamilton, V. Haynes, J. Kaplan, A. Korotkov, J. Lande, B. Maffei, M. Maiello, S. Malu, S. Marnieros, J. Martino, S. Masi, L. Montier, A. Murphy, F. Nati, C. O’Sullivan, F. Pajot, C. Parisel, A. Passerini, S. Peterzen, F. Piacentini, L. Piccirillo, G. Pisano, G. Polenta, D. Prêle, D. Romano, C. Rosset, M. Salatino, A. Schillaci,

- G. Sironi, R. Sordini, S. Spinelli, A. Tartari, P. Timbie, G. Tucker, L. Vibert, F. Voisin, R. A. Watson, and M. Zannoni. *QUBIC : the Q&U Bolometric Interferometer for Cosmology*. Journal of Low Temperature Physics, *volume 167*(5-6) pages 872–878. 2012
- [8] M. Birkinshaw, S. F. Gull, and H. Hardebeck. *The Sunyaev-zeldovich Effect Towards 3 Clusters of Galaxies*. Nature, *volume 309*(5963) pages 34–35. 1984
- [9] *Résultats scientifiques de la mission Planck sur le site de l'ESA*. <http://sci.esa.int/planck/53103-planck-cosmology/>. 2013
- [10] F. Walter, F. Bertoldi, C. Carilli, P. Cox, K. Y. Lo, R. Neri, X. H. Fan, A. Omont, M. A. Strauss, and K. M. Menten. *Molecular gas in the host galaxy of a quasar at redshift $z=6.42$* . Nature, *volume 424*(6947) pages 406–408. 2003
- [11] B. Guiderdoni, E. Hivon, F. R. Bouchet, and B. Maffei. *Semi-analytic modelling of galaxy evolution in the IR/submm range*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, *volume 295*(4) pages 877–898. 1998
- [12] J. G. Staguhn, D. J. Benford, D. J. Fixsen, G. Hilton, K. D. Irwin, C. A. Jhabvala, A. Kovacs, S. Leclercq, S. F. Maher, T. M. Miller, S. H. Moseley, E. H. Sharp, and E. J. Wollack. *The GISMO-2*Bolometer Camera*. Millimeter, Submillimeter, and Far-infrared Detectors and Instrumentation For Astronomy VI, *volume 8452*. 2012
- [13] J. Glenn, R. Aikin, J. Aguirre, L. Earle, P. Maloney, J. J. Bock, C. M. Bradford, M. Dragovan, H. Nguyen, B. Naylor, J. Zmuidzinas, L. Duband, H. Matsuhara, and P. A. R. Ade. *Z-Spec : A dispersive millimeter-wave spectrometer*. From Z-Machines to Alma : (SUB) Millimeter Spectroscopy of Galaxies, *volume 375* pages 63–70. 2007
- [14] A. Endo, J. J. A. Baselmans, P. P. van der Werf, B. Knoors, S. M. H. Javadzadeh, S. J. C. Yates, D. J. Thoen, L. Ferrari, A. M. Baryshev, Y. J. Y. Lankwarden, P. J. de Visser, R. M. J. Janssen, and T. M. Klapwijk. *Development of DESHIMA : A Redshift Machine Based on a Superconducting On-Chip Filterbank*. Millimeter, Submillimeter, and Far-infrared Detectors and Instrumentation For Astronomy VI, *volume 8452*. 2012
- [15] A. Endo, P. van der Werf, R. M. J. Janssen, P. J. de Visser, T. M. Klapwijk, J. J. A. Baselmans, L. Ferrari, A. M. Baryshev, and S. J. C. Yates. *Design of an Integrated Filterbank for DESHIMA : On-Chip Submillimeter Imaging Spectrograph Based on Superconducting Resonators*. Journal of Low Temperature Physics, *volume 167*(3-4). 2012
- [16] P. S. Barry, E. Shirokoff, A. Kovacs, T. J. Reck, S. Hailey-Dunsheath, C. M. McKenney, L. J. Swenson, M. I. Hollister, H. G. Leduc, S. Doyle, R. O'Brient, N. Llombart, D. Marrone, G. Chattopadhyay, P. K. Day, S. Padin, C. M. Bradford, P. D. Mauskopf, and J. Zmuidzinas. *Electromagnetic design for SuperSpec ; a lithographically-patterned millimetre-wave spectrograph*. Millimeter, Submillimeter, and Far-infrared Detectors and Instrumentation For Astronomy VI, *volume 8452*. 2012
- [17] A. Kovacs, P. S. Barry, C. M. Bradford, G. Chattopadhyay, P. Day, S. Doyle, S. Hailey-Dunsheath, M. Hollister, C. McKenney, H. G. LeDuc, N. Llombart, D. P. Marrone, P. Mauskopf, R. O'Brient, S. Padin, L. J. Swenson, and J. Zmuidzinas. *SuperSpec : design concept and circuit simulations*.

- Millimeter, Submillimeter, and Far-infrared Detectors and Instrumentation For Astronomy VI, *volume 8452*. 2012
- [18] E. Shirokaff, P. S. Barry, C. M. Bradford, G. Chattopadhyay, P. Day, S. Doyle, S. Hailey-Dunsheath, M. I. Hollister, A. Kovacs, C. McKenney, H. G. Leduc, N. Llombart, D. P. Marrone, P. Mauskopf, R. O'Brient, S. Padin, T. Reck, L. J. Swenson, and J. Zmuidzinas. *MKID development for SuperSpec : an on-chip, mm-wave, filter-bank spectrometer*. Millimeter, Submillimeter, and Far-infrared Detectors and Instrumentation For Astronomy VI, *volume 8452*. 2012
- [19] A. Endo, C. Sfiligoj, S. J. C. Yates, J. J. A. Baselmans, D. J. Thoen, S. M. H. Javadzadeh, P. P. van der Werf, A. M. Baryshev, and T. M. Klapwijk. *On-chip filter bank spectroscopy at 600-700 GHz using NbTiN superconducting resonators*. Applied Physics Letters, *volume 103*(3) pages 32601–32601. 2013
- [20] N. Boudou, A. Monfardini, C. Hoffmann, F. Podevin, P. Xavier, and M. Calvo. *Development of Kinetic Inductance Stationary-Wave Integrated Fourier-Transform Spectrometry (SWIFTS)*. Journal of Low Temperature Physics, *volume 167*(3-4). 2012
- [21] T. Durand. *Réalisation d'un interféromètre de Martin Puplett pour le développement d'une caméra bolométrique*. Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble. 2007
- [22] G. Lippmann. *Photographie des Couleurs par la Méthode Interférentielle*. CR hebdomadaire des séances de l'Académie des Sciences, *volume 112* pages 274–275. 1891
- [23] G. Lippmann. *Sur la théorie de la photographie des couleurs simples et composées par la méthode interférentielle*. In *Journal de Physique Théorique et Appliquée* [23], pages 97–107. 1894
- [24] E. Le Coarer, S. Blaize, P. Benech, I. Stefanon, A. Morand, G. Lerondel, G. Leblond, P. Kern, J. M. Fedeli, and P. Royer. *Wavelength-scale stationary-wave integrated Fourier-transform spectrometry*. In *Nature Photonics* [24], pages 473–478. 2007
- [25] P. Benech and E. Le Coarer. *Détecteurs et caméra spectroscopiques interférentiels*, FR20040052992 20041215. 2004
- [26] R. Hunt. *The reproduction of colour, 6th edition*. published by Wiley, Chichester. 2004
- [27] J. Ferrand. *Etude et réalisation d'un spectromètre intégré à transformée de Fourier (SWIFTS)*. Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble. 2010
- [28] G. Custillon. *Etude et réalisation d'un spectromètre compact en optique intégrée sur verre*. Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble. 2010
- [29] J. Ferrand, G. Custillon, S. Kochtcheev, S. Blaize, A. Morand, G. Leblond, P. Benech, P. Royer, P. Kern, and E. Le Coarer. *A SWIFTS operating in visible and near-infrared*. Space Telescopes and Instrumentation 2008 : Optical, Infrared, and Millimeter, *volume 7010*. 2008
- [30] P. Cavalier. *Echantillonnage direct d'interférences lumineuses à l'aide de nanodétecteurs supraconducteurs pour la réalisation d'un micro-spectromètre SWIFTS*. Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier. 2011
- [31] S. Hemour. *Analyseur de spectre large-bande, bas coût et temps réel basé sur l'interférométrie microonde*. Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble. 2010

- [32] S. Hemour, F. Podevin, P. Xavier, D. Raully, P. Benech, and E. le Coarer. *A wideband standing wavebased spectrometer SWIFTS for the 22 GHz water-line detection*. Microwave and Optical Technology Letters, *volume* 53(1) pages 62–65. 2011
- [33] S. Hemour, F. Podevin, and P. Xavier. *A Broadband Standing Wave RF Interferometer for Fast and Low-Cost Spectral Analysis*. 2009 European Microwave Conference, Vols 1-3, pages 938–941. 2009
- [34] A. Bideau. *Développement d'une caméra pour la radioastronomie millimétrique*. Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble. 2011
- [35] S. J. C. Yates, J. J. A. Baselmans, A. Endo, R. M. J. Janssen, L. Ferrari, P. Diener, and A. M. Baryshev. *Photon noise limited radiation detection with lens-antenna coupled microwave kinetic inductance detectors*. Applied Physics Letters, *volume* 99(7) page 073505. 2011
- [36] B. A. Mazin, P. K. Day, J. Zmuidzinas, and H. G. Leduc. *Multiplexable kinetic inductance detectors*. Low Temperature Detectors, *volume* 605. 2002
- [37] P. K. Day, H. G. LeDuc, B. A. Mazin, A. Vayonakis, and J. Zmuidzinas. *A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays*. Nature, *volume* 425(6960) pages 817–821. 2003
- [38] P. R. Maloney, N. G. Czakon, P. K. Day, T. P. Downes, R. Duan, J. Gao, J. Glenn, S. R. Golwala, M. I. Hollister, H. G. LeDuc, B. A. Mazin, S. G. McHugh, O. Noroozian, H. T. Nguyen, J. Sayers, J. A. Schlaerth, S. Siegel, J. E. Vaillancourt, A. Vayonakis, P. Wilson, and J. Zmuidzinas. *MUSIC for sub/millimeter astrophysics*. Millimeter, Submillimeter, and Far-infrared Detectors and Instrumentation For Astronomy V, *volume* 7741. 2010
- [39] B. Cornell, D. C. Moore, S. R. Golwala, B. Bumble, P. K. Day, H. G. LeDuc, and J. Zmuidzinas. *High-resolution gamma-ray detection using phonon-mediated detectors*. High Energy, Optical, and Infrared Detectors For Astronomy V, *volume* 8453. 2012
- [40] L. J. Swenson, A. Cruciani, A. Benoit, M. Roesch, C. S. Yung, A. Bideaud, and A. Monfardini. *High-speed phonon imaging using frequency-multiplexed kinetic inductance detectors*. Applied Physics Letters, *volume* 96(26) page 263511. 2010
- [41] S. Doyle. *Lumped Element Kinetic Inductance Detectors*. Ph.D. thesis, Cardiff University. 2008
- [42] Calatroni.S. *Basic principles of RF superconductivity*. SRF 2011 tutorials. 2011
- [43] N. Ashcroft and D. Mermin. *Physique des solides*. EDP Sciences. 2002
- [44] M. Tinkham. *Introduction to superconductivity, 2nd edition*. Dover publications. 1996
- [45] D. M. Pozar. *Microwave Engineering, 3rd edition*. J. Wiley and Sons, Honoken, NJ. 2005
- [46] M. Calvo. *Development of Kinetic inductance Detectors for the study of the Cosmic Microwave Background Polarization*. Ph.D. thesis, Universita di Roma La Sapienza. 2008
- [47] H. G. Leduc, B. Bumble, P. K. Day, B. H. Eom, J. S. Gao, S. Golwala, B. A. Mazin, S. McHugh, A. Merrill, D. C. Moore, O. Noroozian, A. D. Turner, and J. Zmuidzinas. *Titanium nitride films for ultrasensitive microresonator detectors*. Applied Physics Letters, *volume* 97(10) page 102509. 2010

- [48] M. Calvo, A. D'addabo, A. Monfardini, A. Benoit, N. Boudou, O. Bourrion, A. Catalano, L. Dumoulin, J. Goupy, H. Le Sueur, and S. Marnieros. *Niobium Silicon alloys for Kinetic Inductance Detectors*. To be published in *Journal of Low Temperature Physics*. 2013
- [49] S. B. Kaplan, C. C. Chi, D. N. Langenberg, J. J. Chang, S. Jafarey, and D. J. Scalapino. *Quasi-particle and Phonon Lifetimes In Superconductors*. *Physical Review B*, volume 14(11) pages 4854–4873. 1976
- [50] A. V. Sergeev, V. V. Mitin, and B. S. Karasik. *Ultrasensitive hot-electron kinetic-inductance detectors operating well below the superconducting transition*. *Applied Physics Letters*, volume 80(5) pages 817–819. 2002
- [51] J.-M. Lamarre. *Photon noise in photometric instruments at far-infrared and submillimeter wavelength*. *Journal of Applied Optics*, volume 25 page 870. 1986
- [52] E. A. Soliman, W. De Raedt, and G. A. E. Vandenbosch. *CPW-fed fractal bow-tie antenna*. *Microwave and Optical Technology Letters*, volume 49(7) pages 1587–1589. 2007
- [53] Y. M. Huo, G. W. Taylor, and R. Bansal. *Planar log-periodic antennas on extended hemispherical silicon lenses for millimeter/submillimeter wave detection applications*. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, volume 23(6) pages 819–839. 2002
- [54] R. C. Compton, R. C. Mcphedran, Z. Popovic, G. M. Rebeiz, P. P. Tong, and D. B. Rutledge. *Bow-tie Antennas On A Dielectric Half-space - Theory and Experiment*. *IEEE Transactions On Antennas and Propagation*, volume 35(6) pages 622–631. 1987
- [55] A. Aurias. *Conception d'antennes dans le domaine de la radioastronomie submillimétrique - partie mesures*. Rapport de Stage M1, PHELMA. 2011
- [56] M. Cannac. *Conception d'antennes dans le domaine de la radioastronomie submillimétrique - partie simulation*. Rapport de Stage M1, PHELMA. 2011
- [57] A. Bideaud, B. Belier, A. Benoit, L. Berge, P. Camus, S. Collin, L. Dumoulin, C. Hoffmann, S. Marnieros, and A. Monfardini. *Antenna-coupled arrays of NbSi micro-bolometers*. *Experimental Astronomy*, volume 32(2) pages 179–191. 2011
- [58] M. Ney. *Simulation électromagnétique - Outils de conception*. *Techniques de l'ingénieur*, volume e1030. 2006
- [59] S. Friedrich, K. Segall, M. C. Gaidis, C. M. Wilson, D. E. Prober, A. E. Szymkowiak, and S. H. Moseley. *Experimental quasiparticle dynamics in a superconducting, imaging x-ray spectrometer*. *Applied Physics Letters*, volume 71(26) pages 3901–3903. 1997
- [60] R. M. J. Janssen, A. Endo, J. J. A. Baselmans, P. J. de Visser, R. Barends, and T. M. Klapwijk. *Power Handling and Responsivity of Submicron Wide Superconducting Coplanar Waveguide Resonators*. *Journal of Low Temperature Physics*, volume 167(3-4). 2012
- [61] E. C. M. Products. *fiche technique de l'eccosorb BSR*. <http://www.eccosorb.eu/products/eccosorb/eccosorb-bsr-u>. 2013
- [62] F. Teyssandier. *Contribution au développement de micro-résonateurs pour des observations astrophysiques dans le domaine millimétrique*. 2012

- [63] K. Chang. *Handbook of microwave and optical components*. Wiley Interscience
- [64] D. J. Benford, M. C. Gaidis, and J. W. Kooi. *Optical properties of Zitex in the infrared to submillimeter*. Applied Optics, volume 42(25) pages 5118–5122. 2003
- [65] R. Ulrich. *Far-infrared Properties of Metallic Mesh and Its Complementary Structure*. Infrared Physics, volume 7(1) pages 37–55. 1967
- [66] L. B. Whitbourn and R. C. Compton. *Equivalent-circuit Formulas For Metal Grid Reflectors At A Dielectric Boundary*. Applied Optics, volume 24(2) pages 217–220. 1985
- [67] T. Timusk and P. L. Richards. *Near Millimeter Wave Bandpass-filters*. Applied Optics, volume 20(8) pages 1355–1360. 1981
- [68] O. Bourrion, C. Vescovi, J. L. Bouly, A. Benoit, M. Calvo, L. Gallin-Martel, J. F. Macias-Perez, and A. Monfardini. *NIKEL : Electronics and data acquisition for kilopixels kinetic inductance camera*. Journal of Instrumentation, volume 7 page P07014. 2012
- [69] V. Vacuumschmelze. *fiche technique des produits Vitrovac*. <http://www.vacuumschmelze.com/en/products/materials-parts/soft-magnetic/amorphous-nanocrystalline/vitrovac.html>. 2013
- [70] H. Wang, M. Hofheinz, J. Wenner, M. Ansmann, R. C. Bialczak, M. Lenander, E. Lucero, M. Neeley, A. D. O’Connell, D. Sank, M. Weides, A. N. Cleland, and J. M. Martinis. *Improving the coherence time of superconducting coplanar resonators*. Applied Physics Letters, volume 95(23) page 233508. 2009
- [71] G. Stan, S. B. Field, and J. M. Martinis. *Critical field for complete vortex expulsion from narrow superconducting strips*. Physical Review Letters, volume 92(9) page 097003. 2004
- [72] S. Doyle, A. Bideaud, E. Castillo, P. Barry, S. Rowe, A. Monfardini, and M. Calvo. *Optimisation of Lumped Element Kinetic Inductance Detectors for Large Format 2mm Arrays*. To be published in Journal of Low Temperature Physics. 2013
- [73] C. Giordano. *MKID arrays : Panoramic Detectors for CMB experiments*. Ph.D. thesis, Universita di Roma La Sapienza. 2009
- [74] M. Roesch. *Development of lumped element kinetic inductance detectors for mm-wave astronomy at the IRAM 30m telescope*. Ph.D. thesis, Karlsruhe Institute of Technology. 2012
- [75] A. Cruciani. *Conception and Development of Kinetic Inductance Detectors for millimeter astronomy and X-rays*. Ph.D. thesis, Universita di Roma La Sapienza -Université Joseph Fourier -Grenoble. 2012

Résumé

Au cours des dernières décennies, l'observation du ciel dans les longueurs d'onde millimétriques a permis de faire grandement progresser notre compréhension de l'univers, notamment à travers l'étude du fond diffus cosmologique. Pour répondre aux besoins actuels des astronomes, nous proposons dans ce rapport un instrument intégré permettant de réaliser des mesures spectrales large-bande dans le domaine millimétrique. Celui-ci se base sur le concept de SWIFTS (Stationary-Wave Fourier-Transform Spectrometer : spectromètre de Fourier à ondes stationnaire), un instrument opérationnel aux longueurs d'onde visibles et infrarouge. Notre dispositif " SWIFTS millimétrique " utilise des détecteurs à inductance cinétique (KID pour Kinetic Inductance Detectors) comme détecteurs de lumière. Différents aspects de la conception du SWIFTS millimétrique sont abordés dans ce rapport. Le dimensionnement des éléments clés du dispositif est réalisé à l'aide de simulations électromagnétique. Nous proposons aussi un procédé de fabrication en technologie silicium permettant le dépôt d'antennes sur membrane de nitrure de silicium SiN. Les premières caractérisations permettent de confirmer un fonctionnement adapté des détecteurs en configuration SWIFTS et démontre l'existence d'un couplage entre l'antenne et un des détecteurs aux longueurs d'onde millimétriques ce qui ouvre la voie à un futur démonstrateur. Parallèlement, la technologie développée pour le SWIFTS millimétrique a rendu possible la fabrication de KID sur membrane. L'intérêt est ici d'évaluer la membrane comme un moyen de réduire l'interaction entre les rayons cosmiques et le détecteur dans la perspective d'une utilisation des KID dans l'espace. Des mesures comparatives effectuées sur KID déposés sur membrane et sur substrat démontrent des taux d'évènements identiques dans les deux cas. La membrane est donc inefficace pour l'application envisagée. Le temps de relaxation présente en revanche une dépendance avec la présence du substrat.

Mots-clés : spectrométrie de Fourier, détecteurs à inductance cinétique, astronomie millimétrique, antenne planaire, membrane SiN, rayons cosmiques

Abstract

For the last decades, millimeter wavelength observations allowed a large improvement of our knowledge of the universe in particular with the study of the Cosmic Microwave Background. To meet today astronomers' needs, we propose hereby an integrated instrument able to perform wide-band spectral measurements in the millimeter spectrum. It is based on the SWIFTS concept (Stationary-Wave Fourier-Transform Spectrometer) an instrument already demonstrated in the optical and infrared bands. Our device "the millimeter SWIFTS" makes use of Kinetic Inductance Detectors (KID) as light detectors. Multiples aspects of the millimeter SWIFTS development are presented in this report. Design of the key-parts of the device is done with the help of electromagnetic simulations. We also propose a process of fabrication allowing the deposition of an antenna on a silicon nitride membrane SiN. First measurements confirm an adapted behavior of the KID in a SWIFTS design and demonstrate a coupling between the antenna and one of the detectors in the millimeter waves. This opens the way to a future demonstrator. In parallel, the technology developed for the millimeter SWIFTS allowed the deposition of KID on membrane. Main goal here is to assess membranes as a mean to reduce the interaction between cosmic rays and the detector in the case of a space application. Comparative measurements performed on KID deposited on membrane and on substrate demonstrate the same rate of events in both cases. Thus, membrane is not an option for the desired application. However, relaxation time shows a dependency with the presence of substrate.

Keywords : Fourier spectrometry, kinetic inductance detectors, millimeter astronomy, planar antenna, SiN membrane, cosmic rays